SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

PROCÈS-VERBAUX

ET

RÉSUMÉS DES COMMUNICATIONS

FAITES PENDANT L'ANNÉE 1945

Siège social : 44, rue de Rennes, PARIS (VIe)

PARIS
SOCIÉTÉ JOURNAL DE PHYSIQUE, ÉDITEUR
12, Place de Laborde
—
1945

TABLE DES MATIÈRES

(FIN 1944 ET 1945)

SÉANCE DU 16 JUIN 1944.

SÉANCE DU 17 NOVEMBRE 1944.

SÉANCE DU 1er DÉCEMBRE 1944.

SÉANCE DU 15 DÉCEMBRE 1944.

SÉANCE DU 19 JANVIER 1945.

SÉANCE DU 16 FÉVRIER 1945.

SÉANCE DU 16 MARS 1945.

SÉANCE DU 20 AVRIL 1945.

SÉANCE DU 18 MAI 1945.

SÉANCE DU 15 JUIN 1945.

SÉANCE DU 16 NOVEMBRE 1945.

SÉANCE DU 21 DÉCEMBRE 1945.

SECTION DU SUD-EST.

SÉANCE DU 1er MARS 1944.

SÉANCE DU 29 MARS 1944.

SÉANCE DU 6 JANVIER 1945.

SÉANCE DU 10 FÉVRIER 1945.

SÉANCE DU 17 MARS 1945.

SÉANCE DU 5 MAI 1945.

SÉANCE DU 26 MAI 1945.

SÉANCE DU 15 JUIN 1945.

SÉANCE DU 16 JUIN 1945.

SÉANCE DU 15 DÉCEMBRE 1945.

SECTION DU SUD-OUEST.

SÉANCE DU 18 MARS 1944.

SÉANCE DU 20 AVRIL 1944.

SÉANCE DU 18 MAI 1944.

SÉANCE DU 15 JUIN 1944.

SÉANCE DU 14 DÉCEMBRE 1944.

SÉANCE DU 15 MARS 1945.

SÉANCE DU 26 AVRIL 1945.

SÉANCE DU 17 MAI 1945.

SÉANCE DU 28 JUIN 1945.

SECTION CLERMONT-STRASBOURG.

SÉANCE DU 2 FÉVRIER 1945.

SÉANCE DU 17 MAI 1945.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 19 JANVIER 1945.

Présidence de M. J. CABANNES.

Dès l'ouverture de la réunion il est procédé au vote pour l'élection de : deux Membres honoraires, de huit Membres du Conseil et pour le Bureau, d'un Vice-Président et d'un Vice-Secrétaire.

Les résultats seront proclamés en fin de séance après dépouillement des votes.

M. le Président donne la parole à M. Blondin, rapporteur de la Commission des Comptes de l'exercice 1943-1944 (année 1944) pour la lecture de son rapport.

Messieurs,

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1943-1944 (année 1944) de notre Société.

Les comptes, détaillés par chapitres et annexés au présent rapport, ne soulèvent aucune observation de notre part et peuvent être résumés ainsi :

1° Le montant total des recettes, comprenant les cotisations, les ventes d'ouvrages, les intérêts du portefeuille et des dons divers, a été de 129 762,50 fr, en augmentation de 4673 fr sur le montant des recettes de l'exercice précédent, du fait de l'importance des dons divers qui s'inscrivent cette année pour 28 350 fr. Les dépenses effectuées au cours de l'exercice, compte tenu de la souscription à six bons du Trésor pour une somme de 29 490 fr, se sont élevées à 115 752 fr, d'où il résulte un excédent des recettes sur les dépenses de 14 010,50 fr contre 33 889 fr en 1943.

2° Les recettes du fonds de réserve, représentées par les souscriptions des membres à vie et par des remboursements de valeurs en portefeuille, se sont élevées à 16 614,70 fr. Les dépenses, occasionnées par l'achat des valeurs en remploi de celles remboursées ou en cours de remboursement, ont été de 9391,30 fr., laissant un solde bénéficiaire de 7223,40 fr.

3° Au poste « Trésorerie » figure le montant des soldes disponibles en caisse et dans les établissements de crédit, soit au total, une somme de 148 149,65 fr, dont nous avons pu contrôler l'existence.

4° La situation financière de notre Société fait ressortir à l'actif : 1° le montant du fonds de réserve, soit 731 969,30 fr, constitué par diverses obligations, bons et rentes françaises, valeurs estimées au prix d'achat; 2° le montant du portefeuille acheté en dehors du fonds de réserve s'élevant à 131 309,60 fr; 3° le solde de 148 149,65 fr du chapitre trésorerie.

A cet actif s'ajoutent, pour mémoire, 450 actions de la Société anonyme *Journal de Physique*, 3821 ouvrages divers, ainsi que le montant des cotisations arriérées restant à recouvrer.

Au passif figurent une somme de 40 085,10 fr en dépôt pour le compte du Comité français de Physique pure et appliquée, et pour mémoire, la fourniture des exemplaires des numéros d'août, septembre et octobre 1944 du *Journal de Physique*, dont l'autorisation de reparaître n'était pas encore accordée.

La situation du fonds de réserve fait ressortir, d'après les versements inscrits à ce poste, un montant total de 711 352,60 fr; ce fonds de réserve est donc largement couvert par les diverses valeurs, obligations, bons et rentes françaises dont le remploi est obligatoire et figurant à l'actif pour la somme de 731 969,30 fr indiquée plus haut.

D'après le tableau statistique des membres de notre Société, il a été enregistré 40 admissions au cours de l'exercice contre 27 radiations par décès ou démissions. L'effectif des sociétaires inscrits au 1er novembre 1944 est de 1104, dont 371 membres à vie.

Les comptes, dont nous venons de vous donner connaissance représentent la situation financière exacte de notre Société, nous vous demandons de bien vouloir les approuver.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1943-1944 (ANNÉE 1944).

BILAN.

1° Compte des recettes et des dépenses courantes.

RECETTES.

	fr
Droits d'entrée des nouveaux Sociétaires	410,00
Cotisations 1944	30 778,00
Cotisations arriérées	25 185,00
Cotisations anticipées	700,00
Frais de recouvrement remboursés	8,00
Vente d'ouvrages et numéros du *Journal de Physique*	2 719,00
— par Gauthier-Villars	3 990,20
Intérêts et coupons au Crédit lyonnais	35 472,30
Subvention ministérielle (1943)	2 150,00
Dons divers	28 350,00
TOTAL	129 762,50

DÉPENSES.

	fr
Loyer du siège social	1 733,00
Contributions (1944)	515,00
Impôt cédulaire (1943 et 1944)	648,00
Traitement de l'agent général	24 000,00
Service de la Bibliothèque	800,00
Frais de correspondance	329,80
Téléphone	1 168,00
Frais de Bureau	547,50
Convocations du Conseil	333,00
Frais de projections aux séances	200,00
Recouvrement des cotisations	292,45
Étrennes, gratifications	150,00
Cotisation fédérale	100,00
Électricité. Secteur	50,40
Sépulture Fresnel (entretien 1943)	105,00
Frais divers	400,50
Envoi d'ouvrages par Gauthier-Villars	422,00
Convocations aux séances	3 292,50
Journal de Physique :	
Numéros de novembre 1943 à juillet 1944	39 195,50
Numéros de collections divers	1 464,00
Étiquettes pour envoi (24 500)	860,00
Confection des adresses	320,00
Prix de fondations	7 965,00
Crédit lyonnais (droits de garde, impôt, etc.)	1 270,35
Souscription : 6 bons du Trésor 1944	29 490,00
TOTAL	115 752,00

d'où il résulte un excédent des recettes sur les dépenses égal à 14 010,50

2° Compte des recettes et des dépenses du fonds de réserve.

RECETTES.

	fr
Souscription des membres à vie en 1944	3 500,00
Remboursement d'obligations (Boni : 1 892 fr).	13 114,70
TOTAL	16 614,70

DÉPENSES.

En remploi d'Obligations remboursées :

		fr
2	Obligations S.N.C.F. 3,5 % 1943 (de 2 000 fr).	3 778,60
1	— P. O. 5 % 1921 A	927,10
1	— P. L. M. 3 % 1921 A	345,10
4	— Est 3 % 1921 A	1 405,20

En remploi d'Obligations remboursables, non remboursées au 31 octobre 1944 :

7	Obligations Midi 3 % 1921 A	2 503,20
1	— P. L. M. fusion 3 % nouvelle	432,10
	TOTAL	9 391,30

d'où il résulte un excédent des recettes sur les dépenses égal à 7 223,40

3° Trésorerie.

	fr
En caisse au 1er novembre 1943	124 935,75
Excédent des recettes sur les dépenses courantes.	14 010,50
Excédent des recettes sur les dépenses (Fonds de réserve)	7 223,40
Dépôt du Comité français de Physique pure et appliquée : subvention 1944	1 980,00
En Caisse au 1er novembre 1944	148 149,65

Au Crédit Lyonnais	121 217,80
Aux Chèques postaux	16 852,00
Chez Gauthier-Villars	7 196,25
Petite Caisse	2 883,60
TOTAL	248 149,65

4° Situation.

ACTIF.

Au Fonds de réserve :

	fr
788 Obligations diverses (prix d'achat)	532 436,30
10 Bons du Trésor (prix d'achat)	9 760,00
13 539,50 fr. Rentes françaises (prix d'achat)	189 773,00
TOTAL	731 969,30

En dehors du Fonds de réserve :

41 Bons du Pas-de-Calais (prix d'achat)	39 409,30
30 Obligations Crédit national 3,5 % 1942 (prix d'achat)	59 475,00
6 Bons du Trésor 1944 (prix d'achat)	29 490,00
8 Obligations diverses (prix d'achat)	2 935,30

Ces 8 dernières Obligations en remploi d'Obligations remboursables non remboursées au 31 octobre 1944; elles seront inscrites au Fonds de Réserve dès le remboursement.

En Caisse au 1er novembre 1944	148 149,65
Actif immédiatement réalisable	279 459,25

Actions « Journal de Physique ».

60 en apport
80 souscrites
101 rachetées
209 trasnsfert divers
} soit 450 Actions .... mémoire

Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars.

Mémoires sur la Physique.			*Dufet : Données numériques.*		
T. I	170	1474	T. I	562	1958
T. II	196		T. II	651	
T. III	338		T. III	745	
T. IV	345				
T. V	425				

Livre du Cinquantenaire : 389 *Exemplaires brochés.*

Soit : 3821 volumes portés comme	mémoire
Cotisations à recouvrer	mémoire

PASSIF.

Dépôt du Comité français de Physique pure et appliquée	40 085^{fr},10
Numéros du *Journal de Physique* août, septembre et octobre 1944 non encore expédiés	mémoire

Situation du fonds de réserve.

Le Fonds de réserve doit comprendre (Art. XIV des Statuts) :

1° Les sommes versées pour le rachat des cotisations :

766 Membres à vie dont 395 décédés ont versé, à la date du 1er novembre 1944	312 941^{fr},40

2° Le capital provenant de celles des libéralités dont le revenu aurait été destiné par les donataires aux dépenses de la Société :

Legs de Romilly	151 000,00
— Robin	45 000,00
— Caspari	2 000,00
— Ancel	8 946,00
— Biget	1 295,25
— Fortin	18 000,00
— Defoix	100 000,00
— Chauveau	500,00
— Farcot	3 000,00
Don Ernest Siegler	10 000,00

3° Le Boni du remboursement d'Obligations du Fonds de réserve sorties à différents tirages :

Boni antérieur	56 777,95
Boni de l'année	1 892,00
TOTAL	711 352,60

Ce Fonds de Réserve est garanti par :

788 Obligations diverses (prix d'achat)	532 436,30
10 Bons du Trésor (prix d'achat)	9 760,00
13 539,50 fr. Rentes françaises (prix d'achat)	189 773,00
TOTAL	731 969,30

Statistique.

Une statistique exacte ne peut encore être établie.

Au 1er novembre 1943, le nombre des Sociétaires *inscrits* était de 1091.

Pendant l'année 1944 (exercice 1943-1944), le nombre des Sociétaires admis a été de 40, savoir :

Résidants	20
Non résidants	15
Collectivités	5
TOTAL	40

Sociétaires décédés	7
Membres à vie décédés	7
Démissionnaires	7
Rayés ou suspendus	6
TOTAL	27

Au 1er novembre 1944, le nombre des Sociétaires *inscrits* est donc :

$$1\,091 + 40 - 27 = 1\,104.$$

Membres honoraires	3
— à vie en 1943	374
— admis en 1944	4
— décédés	7

Au 1er novembre 1944, le nombre des Membres à vie est donc :

$$374 + 4 - 7 = 371.$$

Les *Membres de la Commission des Comptes* :

MM. M. BLONDIN, rapporteur,
E. DUPUY,
J. GUYOT.

Le rapport de la Commission mis aux voix est adopté à l'unanimité.

M. J. CABANNES, président sortant, prononce l'allocution suivante :

MESSIEURS,

L'année qui vient de s'écouler a apporté à notre Société des peines et une grande joie. La mort nous a enlevé beaucoup de Membres parmi les plus illustres et les plus aimés. A chaque nouvelle séance de nouveaux deuils nous ont attristés et nous avons exprimé aux familles des chers disparus nos sentiments de profondes condoléances. La Science française conservera les noms de Buisson, Bethenod, Lafay qui ont consacré leur longue carrière aux progrès de la Physique.

Notre souvenir ému va aussi à ceux de nos collègues que l'ennemi a déportés loin de leur famille, de leurs amis, de leurs élèves. Nous souhaitons qu'une victoire rapide nous les rende bientôt.

Mais, après les années tragiques pendant lesquelles l'ennemi a occupé notre sol et cherché à surprendre nos moindres gestes, années pendant lesquelles plusieurs des nôtres ont été assassinés, fusillés ou tués sur le champ de bataille, nous avons eu la libération de Paris et de la France. L'été 1944 a été une saison de joie et d'enthousiasme.

Aussitôt libres, nous avons exprimé à la Société de Physique de Londres nos sentiments d'inaltérable amitié et nous avons eu le bonheur d'apprendre que nos sentiments étaient partagés par nos collègues d'Outre-Manche. Je vous ai rendu compte, le 17 novembre dernier, de la séance au cours de laquelle M. Andrade, président de la Société de Londres, avait lu à ses collègues notre message d'amitié et leur avait fait connaître nos deuils, nos souffrances et notre effort tenace pour travailler quand même, dans les pires conditions matérielles et morales. A l'appel de nos morts tous les auditeurs se sont levés dans un respectueux silence.

La libération nous a permis de revoir parmi nous ceux de nos collègues qui avaient pensé travailler plus utilement hors de France : MM. Pierre Auger, Francis Perrin, Yves Rocard,

Nous leur souhaitons la bienvenue. Il en est un, hélas ! que nous ne devions plus revoir, c'est Jean Perrin, mort peu de temps après son arrivée aux États-Unis.

Puisqu'il est d'usage que le président sortant retrace les faits de l'année écoulée, bien que son rôle s'efface devant celui du secrétaire général, j'userai à mon tour de cette prérogative. Mais je tiens à affirmer d'abord que, si notre Société a fait assez bonne figure en ces mois difficiles, nous le devons au dévouement infatigable et à l'autorité de M. Fleury qui, malgré la direction de l'Institut d'Optique et son enseignement au Conservatoire des Arts et Métiers, n'a pas craint d'assurer depuis deux ans la lourde charge de secrétaire général. En votre nom, je lui adresse les éloges qu'il mérite et l'expression de notre reconnaissance.

Malgré les difficultés des communications qui rendaient difficile l'accès de nos séances et malgré les restrictions regrettables imposées à notre *Journal* avant et après la libération, nous avons reçu 40 nouvelles demandes d'adhésion, tandis que nous ne perdions que 13 membres démissionnaires ou radiés. En novembre dernier, le nombre des membres s'élevait à 1104 avec 371 membres à vie. Nous sommes encore loin des 1600 membres inscrits en 1914; mais nous ne sommes pas encore sortis de cette atmosphère de guerre qui nous étouffe, on peut le dire, depuis 30 ans. Dans de telles conditions les 77 adhésions nouvelles de ces deux dernières années sont de bon augure.

La situation financière est également favorable et le Conseil d'administration n'a pas eu à envisager une augmentation de la cotisation malgré le coût croissant du *Journal de Physique*. Nous devons cet heureux résultat à la sage gestion de notre trésorier, M. Yvon, que je remercie en votre nom, nous le devons aussi aux 27 000 fr de dons exceptionnels qui témoignent de l'intérêt qu'on porte à notre Société. Cette année-ci, comme les précédentes, les Établissements Kodak-Pathé nous ont envoyé une cotisation de 2000 fr. Que leur directeur, M. Moreau, veuille bien agréer nos sincères remerciements.

L'activité de nos filiales de province ne s'est pas ralentie; les plus jeunes ont tenu à Marseille et à Bordeaux des réunions où furent faites d'intéressantes communications dont le résumé paraîtra dans le *Journal de Physique*. Malheureusement l'odieuse agression des Facultés de Strasbourg repliées à Clermont-Ferrand et la déportation de plusieurs professeurs ont désorganisé la section de Strasbourg-Clermont. M. Foëx a bien voulu me tenir au courant de cette dramatique situation.

Nous souhaitons à M. Foëx et à ses collègues déportés en Allemagne un prompt retour à Strasbourg, avec la reprise des réunions si brillantes qui se tenaient alternativement, avant 1939, à Strasbourg et à Nancy.

A Paris nous avons tenu une réunion par mois jusqu'à la libération et deux réunions en décembre. La privation du courant électrique rue de Rennes pendant la journée nous a contraints à quitter, non sans regrets, la salle habituelle de nos séances pour nous réfugier à l'amphithéâtre de physique de la Faculté des Sciences où nous étions sûrs de trouver un bon éclairage sur accus, sans craindre les pannes trop fréquentes du secteur. L'acoustique est ici excellente; tous les auditeurs font face à l'orateur et à l'écran. Tout allait bien et vous paraissiez satisfaits du changement. Il faut aujourd'hui déchanter : la Sorbonne n'est pas chauffée et je vous félicite de votre courage à supporter le froid glacial de cet amphithéâtre. Mais aurait-il fait meilleur rue de Rennes ?

Les communications que vous avez entendues embrassent les sujets les plus variés. Pour en citer quelques-uns, un peu au hasard, M. Berthelot a lumineusement exposé le difficile problème de l'isomérie nucléaire. Nous avons admiré l'aisance avec laquelle M. Cotton reproduit les plus belles expériences de l'optique ondulatoire. M. Jolibois a vivement intéressé un nombreux auditoire par son interprétation des phénomènes d'électrolyse. M. Chevenard nous a décrit ses recherches sur la diffusion des métaux à l'état solide. Mlle Cauchois MM. Maréchal et Gillot ont montré qu'on savait construir en France d'ingénieux instruments parfaitement adapté aux recherches modernes.

Mais il me faut faire un aveu : je n'ai pas toujours e l'autorité nécessaire pour exiger le respect du règlemen qui limite à une demi-heure chaque communication. Le exposés étaient généralement trop longs. Nous savons bie qu'il est difficile de traiter en une demi-heure certains sujet nouveaux ou peu connus, auxquels nous devons prépare l'auditoire par une introduction nécessaire. Mais il m'a sembl que la durée de la communication dépendait plutôt de l'orateu que du sujet traité. Un grave inconvénient de ces durée excessives, c'est qu'elles fatiguent l'auditoire, on n'écout plus que d'une oreille; on consulte discrètement la montr et, lorsque viendrait le moment de la discussion, personn n'a le courage de prolonger encore la séance. Nous avon récemment joint à chaque convocation un bref résumé de sujets qui doivent être traités en séance. Vous suivez plu facilement ainsi le conférencier et une discussion fructueus devient possible.

Il y avait mieux à faire. Vous vous rappelez le succè qu'avaient obtenu, il y a une quinzaine d'années, les Confé rences-Rapports organisés par M. Debierne. Elles ont mi les physiciens français au courant des grands progrès de l science, et je suis persuadé qu'elles ont ouvert la voie à un foule de jeunes chercheurs. Or ces mises au point nou paraissent aujourd'hui périmées; l'évolution de la scienc exige une nouvelle révision de nos connaissances.

D'accord avec M. Joliot, directeur du Centre national d la Recherche scientifique, et dans le cadre de son Servic de Documentation, nous avons décidé d'offrir aux membre de la Société des Exposés de Physique moderne dans la form qu'avait autrefois donnée M. Debierne aux Conférences Rapports.

L'auteur étudie à fond un chapitre de la Physique, le résum en une ou deux conférences, qui seront faites, en principe les premiers vendredis de chaque mois, et la Société d Physique fait éditer l'ouvrage.

Nous n'aurions pas pu réaliser un tel projet dans le conditions actuelles sans l'aide du Centre de la Recherche Je tiens à remercier M. Joliot de l'intérêt qu'il a bien voul prendre à cette initiative et de l'appui moral et matérie que nous avons trouvé auprès de lui.

Les éditeurs anglais se sont de leur côté intéressés à c projet, et peut-être arriverons-nous à une entente qu permettra la publication dans l'une et l'autre langue d'Exposé de Physique moderne faits, soit par des physiciens français soit par des physiciens anglais.

Les conférences commenceront dès le mois prochain e vous en recevrez le programme. Les vendredis 2 et 9 février M. Leprince-Ringuet parlera des particules de grande énergi et de leur rayonnement. Les 2 et 9 mars, M. J.-P. Mathieu exposera les théories moléculaires du pouvoir rotatoire. Nous aurons ensuite des exposés de M. Freyman sur les structure moléculaires, de M. Fabry sur l'ozone atmosphérique, d M. Chalonge sur l'ion négatif hydrogène.

Ces divers sujets n'ont évidemment pas la même étendue mais tous ont un puissant attrait et je suis persuadé que vous viendrez nombreux à ces conférences.

Mes chers collègues,

Il me reste à vous remercier de toute la sympathie qu vous avez bien voulu me témoigner en venant nombreux à nos séances, malgré les soucis de l'heure présente. La prési dence à laquelle vous m'avez appelé restera l'honneur de m carrière. La tâche n'a pas toujours été facile et je me serai peut être parfois découragé sans le précieux appui de notr secrétaire général, M. Fleury, qu'aucune initiative ne rebute Je lui redis mon affectueuse reconnaissance. Quant à notr

agent, M. Hulot, chaque année le président sortant lui adresse les éloges et les remerciments qu'il mérite : je me conforme à cette tradition et je souhaite qu'elle se perpétue longtemps encore.

Et maintenant, mon cher Ribaud, avant de te céder ce fauteuil, je tiens à te dire combien je serai heureux de te voir présider nos prochaines séances. Ton œuvre scientifique et ses applications industrielles sont universellement appréciées. A l'École Normale, à la Faculté des Sciences de Strasbourg, à la Sorbonne et dans les Laboratoires de la Compagnie du Gaz de Paris, tu n'as que des admirateurs et des amis.

Tes collègues seront sensibles, comme ton vieux camarade, à la sûreté de ton jugement, à la droiture de ton caractère et à ton indulgente bonté. Tous, nous joindrons nos efforts aux tiens pour faire de la Société de Physique la première de nos Sociétés savantes.

A toi, mon cher ami, de présider la séance.

Présidence de M. G. Ribaud.

M. G. Ribaud prononce l'allocution suivante :

Mesdames, Messieurs,

En ce difficile début d'année toutes nos pensées doivent aller vers les membres de la Société française de Physique exilés en pays ennemi, vers nos maîtres et amis Henri Abraham, Georges Bruhat, Eugène et Léon Bloch, vers tous les jeunes, et ils sont nombreux, détenus dans les geôles nazies.

Tous nos vœux doivent aller également vers la vaillante Section de Strasbourg de notre Société, dont certains membres Sadron, Vlès, Yvon, connaissent un double exil, celui de Strasbourg à Clermont, et la déportation en Allemagne.

Mais, comme le soulignait avec force M. Joliot, notre futur président, dans une brillante causerie d'inauguration du Cycle des Conférences sur la Recherche, organisée par la jeune Association des travailleurs scientifiques, les difficultés du moment ne doivent pas nous inciter à la paresse, mais nous être au contraire un stimulant. Dans ce désir, je devrais dire dans ce serment, de travailler de toutes nos forces au relèvement du pays, notre Société de Physique tient à prendre sa place; notre sympathique secrétaire général, M. Fleury, vous dira dans un instant sous quelles formes et dans quelles voies va se préciser l'effort de la Société pendant l'année 1945 : Conférences-rapports, Publications de mises au point, reprise des contacts avec les Sociétés étrangères.

Un de nos soucis est également, dès que les circonstances le permettront, de donner à notre *Journal de Physique* toute l'ampleur et tout le prestige qu'il a connus autrefois. Et dans cet ordre d'idées, je voudrais vous rappeler qu'à la suite d'une convention déjà ancienne, passée entre la Société française de Physique et le *Journal de Physique*, tous les membres de notre Société reçoivent gratuitement le *Journal de Physique* dès sa parution. Il s'agit là d'un avantage matériel d'autant plus appréciable que l'impression de ce *Journal* devient de jour en jour plus coûteuse et que la cotisation de la Société de Physique est restée très basse. Vous comprendrez certainement qu'une telle faveur ne pourra être maintenue que si notre Société française de Physique ne s'anémie pas. Et en ce début de mon mandat de Président, quitte à vous paraître avoir des préoccupations un peu trop matérialistes, je voudrais vous convier à un effort de propagande pour grossir la liste des membres de notre Société. Que chacun dans sa sphère s'efforce de nous amener de nouveaux membres; que tous les directeurs de laboratoires engagent leurs nouveaux élèves à s'inscrire, que les professeurs de physique de nos établissements d'enseignement nous aident eux aussi. Nous demanderons enfin aux grandes industries d'inscrire à notre Société leurs ingénieurs que nous serons heureux d'accueillir à nos séances, comme auditeurs et comme conférenciers.

Et à vous, tous, Mesdames et Messieurs, je voudrais souhaiter un plein succès dans cette œuvre de propagande.

Aucune observation n'étant faite à propos des communications présentées le 15 décembre, le procès-verbal de cette séance est adopté :

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

MM. Abribat (Marcel), Ingénieur-Docteur à la Société Kodak-Pathé, 30, rue des Vignerons, à Vincennes (Seine), présenté par MM. L.-P. Clerc et J. Hulot.

Laforgue (Alexandre), Élève de 4e année à l'École Normale supérieure, 1, place Maurice-Berteaux, à Saint-Germain-en-Laye (Seine-et-Oise), présenté par Mlle Courtin et M. Ollive.

Il est statué de suite sur ces admissions. MM. Abribat et Laforgue sont élus membres de la Société française de Physique.

Les deux communications suivantes ont été faites en séance :

1. *Un nouveau microphotomètre enregistreur*, par M. et Mme Vassy et M. Chezlemas.

2. *Analyse spectrale d'une onde exponentiellement amortie*, par M. R. Lennuier.

Le résultat des votes est proclamé en fin de séance.

Élection de deux Membres honoraires.

Nombre de votants : 109.
Bulletins nuls : 0

MM. Maurice de Broglie .... 109 voix, élu.
Henri Abraham .... 109 — —

Élection de huit Membres du Conseil.

Nombre de votants : 109.
Bulletins nuls : 0.

Ont obtenu :

Membres résidents :

Mlle Y. Cauchois .... 109 voix, élue.
Mme E. Cotton .... 108 — —
MM. A. Kastler .... 109 voix, élu.
J. Simon .... 107 — —

Membres non résidents :

MM. P. Jacquinot .... 109 voix, élu.
J.-P. Mathieu .... 106 — —
P. Joye .... 108 — —
L. Vegard .... 109 — —

MM. Freymann et Wyant ont obtenu chacun 2 voix.
Rouard et Boutaric chacun une voix.

Élection du Bureau.

Nombre de votants : 60.
Bulletins nuls : 0.

Vice-Président........	M. F. Joliot......	56 voix, élu.
Vice-Secrétaire.........	M. A. Guinier....	59 — —

Ont obtenu :

MM. L. de Broglie....................	2 voix.
E. Darmois........................	1 —
G. Bruhat..........................	1 —

A la suite de ce vote, le Bureau pour l'année 1945 est ainsi constitué :

MM. Gustave Ribaud.................	Président.
Frédéric Joliot..................	Vice-Président.
Pierre Fleury...................	Secrétaire général.
Charles Volet....................	Secrétaire.
André Guinier....................	Vice-Secrétaire.
Yvon............................	Trésorier.

RÉSUMÉ DES COMMUNICATIONS.

SÉANCE DU 19 JANVIER 1945.

1. — Un nouveau microphotomètre enregistreur ;

par M. et Mme E. Vassy et M. R. Chezlemas.

Laboratoire d'Enseignement de Physique,
Institut de Physique du Globe,
et Laboratoire national de Radioélectricité.

Les microphotomètres habituellement en usage exigent que diverses conditions soient remplies :

1° Constance de la source lumineuse;

2° Proportionnalité du courant photoélectrique au flux lumineux;

3° Réponse linéaire de l'amplificateur et du galvanomètre dans tout leur domaine d'utilisation.

Ils présentent aussi quelques inconvénients d'ordre pratique, dont le plus grave est la variabilité de la précision avec la densité.

L'appareil réalisé est à l'abri de ces reproches. C'est un instrument de zéro basé sur le principe indiqué par Fleury et Boutry (1).

Un cylindre évidé tournant à 3800 t/min autour de la source lumineuse (lampe d'auto) envoie alternativement le flux lumineux sur deux prismes à réflexion totale placés à 180° l'un de l'autre. On a ainsi deux trajets lumineux possibles. D'un côté se trouve une plage de densité convenable sur laquelle un objectif forme l'image du filament de la lampe. Un objectif identique reprend l'image du filament et la forme sur les lèvres d'une fente variable. Le faisceau lumineux est ensuite renvoyé sur la cathode de la cellule photoélectrique. De l'autre côté, trajet analogue, le faisceau avant de tomber sur la même région de la cathode traversant l'ensemble cliché + coin.

On demande à la cellule de déterminer si les deux courants amplifiés, puis séparés, correspondant aux deux trajets possibles sont égaux, et s'ils ne le sont pas de commander le déplacement du coin de façon à réaliser cette égalité. Bien entendu, toutes ces opérations doivent être effectuées automatiquement.

Le courant photoélectrique est d'abord amplifié à l'aide d'un amplificateur à quatre étages. Ensuite on sépare les signaux correspondant aux deux trajets lumineux. Pour cela, la lampe de sortie de l'ampli débite dans deux circuits distincts montés en parallèle. Chacune des deux voies de sortie est alternativement bloquée suivant que la lumière passe par l'un ou l'autre trajet. Ce blocage s'effectue sur les grilles d'une double triode par application d'une tension alternative de même fréquence que le découpage lumineux (cette tension est produite par un petit alternateur à fer tournant monté à l'extrémité de l'arbre portant le cylindre distributeur de lumière).

La séparation ainsi effectuée, il s'agit maintenant d'accumuler les signaux afin de pouvoir comparer les courants résultants. Cette accumulation se fait par l'intermédiaire de deux condensateurs de 1 μF, la constante de temps d'un circuit étant grande par rapport à la durée d'un signal.

Si les courants correspondant aux deux trajets lumineux sont égaux, la différence de potentiel entre les condensateurs est nulle, mais s'ils sont inégaux une différence de potentiel de sens variable apparaît. C'est cette tension qui, convenablement amplifiée, est ensuite utilisée pour commander par l'intermédiaire de relais le déplacement du coin photométrique afin de ramener à égalité les impulsions correspondant aux deux trajets lumineux.

Finalement, on enregistre avec un stylographe ordinaire les déplacements du coin photométrique sur un papier millimétré. La constante du coin et l'amplification mécanique de son déplacement sont choisis de telle façon qu'un déplacement sur le papier de 1 mm corresponde à une différence de densité de 0,01.

Précisons quelques points particuliers sur lesquels nous avons apporté des perfectionnements. Tout d'abord le problème de la mise au point. Pour la réaliser commodément à la place du prisme à réflexion totale qui renvoie la lumière ayant traversé le cliché sur la fente placée en avant de la cellule, une monture à revolver permet d'amener un oculaire qui constitue avec l'objectif situé au-dessous un microscope de grossissement 75. En le manœuvrant on met au point la granulation de l'émulsion. Seconde opération : en manœuvrant l'objectif symétrique, on met le filament de la lampe au point dans le plan de l'émulsion. Troisième opération : étant assuré de cette mise au point, on tourne la monture revolver; le prisme à réflexion totale projette l'émulsion et le filament sur les lèvres de la fente. En déplaçant celle-ci ou en tournant l'objectif de projection, on réalise la mise au point du filament sur l'émulsion. Il est ainsi beaucoup plus commode de faire sur la fente la mise au point du filament qui est très lumineux, plutôt que celle de l'émulsion qui l'est beaucoup moins. De plus, on ne court point le risque de perdre de l'énergie lumineuse par défaut de focalisation du filament de la lampe.

Les objectifs sont de simples objectifs de microscope de la maison Nachet. Leur grandissement est 10. Nous avons à dessein choisi un objectif pas trop ouvert de façon que les défauts de planéité du cliché ne deviennent pas sensibles, préférant nous rattraper sur l'amplification.

Une autre précaution prise est la suivante : elle est relative au choix de la cellule. Habituellement, on utilise les cellules les plus sensibles : Cs/Ag. Mais celles-ci ont leur maximum de sensibilité spectrale dans l'infrarouge, vers 9000 Å, si bien que la mise au point effectuée avec l'œil (dont le maximum de sensibilité se trouve vers 5550 Å n'est plus valable quand on change de récepteur d'énergie, car les objectifs utilisés sont achromatisés pour le domaine visible. Aussi avons-nous cherché une cellule convenable à ce point de vue, celle

(1) *C. R. Acad. Sc.*, 1933, 196, p. 1013.

à couche d'antimoine de la Compagnie des Compteurs. Quand la maison Nachet nous aura réalisé des objectifs spéciaux achromatisés depuis 5000 jusqu'à 10 000 Å, nous aurons avantage à prendre des cellules à Cs/Ag et même à gaz.

On présente ensuite une série d'enregistrements mettant en lumière les qualités de l'appareil. Sur l'enregistrement d'un spectre d'étoile, on voit l'avantage d'enregistrer des densités; on a sur la même feuille et sans changer de sensibilité de larges intervalles de noircissement. Le fait que la granulation de l'émulsion s'aperçoit aussi bien dans les régions denses que dans les régions claires souligne que la précision est la même quelle que soit la densité. Avec une fente suffisamment étroite et une vitesse d'enregistrement suffisamment lente, on arrive à voir la granulation sur les raies d'émission; c'est ce que montre l'enregistrement d'un spectre de la lumière du ciel nocturne, où l'on voit se dessiner des indentations sur la raie verte 5577 Å que l'on sait être monochromatique. Il ne s'agit point d'hésitations de l'instrument, mais bien de granulation, car en effectuant deux enregistrements d'un cliché sans toucher au réglage, on obtient deux courbes assez exactement superposables. Un enregistrement effectué dans ces conditions en apporte la preuve.

A ce propos, une possibilité intéressante de l'instrument est la suivante. Théoriquement, on devrait enregistrer une succession de petits déplacements brusques séparés par des paliers. Il faut en effet une certaine différence d'intensité entre les signaux lumineux ayant suivi les deux trajets opposés pour qu'apparaisse une tension suffisante pour déclencher les relais commandant le coin. En faisant varier le seuil de fonctionnement, on peut obtenir une courbe continue avec des détails plus ou moins accentués. Par la simple manœuvre d'un bouton, on peut ainsi régler la sensibilité et avoir une finesse plus ou moins grande dans les enregistrements.

Une autre qualité de l'appareil est son excellent pouvoir séparateur. L'enregistrement avec un grandissement 50 de la raie complexe 3024 du Hg montre parfaitement séparées ses cinq composantes alors que la distance entre les deux raies extrêmes occupe sur le cliché 25/100e de millimètre.

Le fait de n'avoir pas à effectuer d'opérations photographiques sur l'enregistrement, et de lire seulement les densités sur le papier millimétré raccourcit considérablement le travail de dépouillement lorsqu'on fait de la spectrophotométrie photographique. Un enregistrement dure, suivant sa nature, de 1 à 20 min; il peut être effectué en plein jour. En utilisant pour faire tourner le cylindre distributeur un moteur synchrone, on peut alimenter aussi la source lumineuse sur le secteur, et de cette façon l'ensemble de l'instrument fonctionne sur le secteur.

Un grand intérêt de notre dispositif, c'est qu'il peut être adapté à un monochromateur et constituer un spectrophotomètre enregistreur. Grâce à ses caractéristiques, qui sont celles d'un instrument de zéro, il devient possible d'utiliser une cellule photoélectrique très sensible (multiplicateur d'électrons par exemple). On peut en effet sacrifier les autres qualités, stabilité, linéarité, au profit de la sensibilité. Cela permet alors de faire travailler le monochromateur avec des fentes très fines et de ne rien perdre en pouvoir séparateur.

Un mémoire détaillé paraîtra dans *Science et Industries photographiques*.

2. — Analyse spectrale d'une onde exponentiellement amortie;

par M. Lennuier.
Laboratoire de Recherches physiques. Sorbonne.

L'analyse spectrale à l'aide d'un réseau du rayonnement transporté par un train d'ondes exponentiellement amorti montre comment le profil de la raie observée est lié au temps durant lequel le rayonnement est admis à travers l'appareil; c'est à la limitation de la durée effective de la mesure qu'est due la largeur spectrale plus ou moins grande de la raie, que cette durée effective soit limitée arbitrairement par l'expérimentateur ou qu'elle soit seulement limitée par la nature même du rayonnement amorti analysé.

L'expression mathématique liant le profil de la raie au temps durant lequel l'onde est admise à travers le réseau, est identique à l'expression qui, en Mécanique ondulatoire, donne la probabilité pour qu'un atome excité à l'instant $t = 0$ soit revenu à son niveau de départ à l'instant postérieur t avec émission d'un photon de fréquence ν donnée. Ce rapprochement indique clairement la signification qu'il convient d'attribuer aux variables ν et t que relie entre elles l'expression obtenue en Mécanique ondulatoire.

SÉANCE DU 16 FÉVRIER 1945.

Présidence de M. G. Ribaud.

Aucune observation n'est présentée à propos des communications faites le 19 janvier.

Le procès-verbal de la séance du 19 janvier est adopté.

M. le Président a le regret de faire part à la Société du décès de :

MM. Mathieu (Maurice), Ingénieur à la Compagnie parisienne de Distribution d'électricité.

Patte, Professeur honoraire du Lycée Charlemagne.

Petit, Délégué général de la Société française des Électriciens.

Les condoléances de la Société sont adressées aux familles.

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

MM. Avril (Raymond), Ingénieur de l'État, Inspecteur des Transports, 31, rue Abbé-de-l'Épée, à Marseille (Bouches-du-Rhône), présenté par MM. C. Jausseran et P. Sève.

Blet (Georges), Docteur ès sciences, Chef de Laboratoire aux Établissements Saunier, Duval et Frisquet, 99, avenue de la République, Paris (11e), présenté par MM. G. Ribaud et P. Fleury.

Botiaux (Paul), Directeur à la Société Philips « Éclairage et Radio », 47, quai des Grands-Augustins, Paris (6e), présenté par MM. J.-J. Trillat et A. Monnier.

Favre (Alexandre), Chef de travaux à la Faculté des Sciences, 97, rue Dragon, à Marseille (Bouches-du-Rhône), présenté par MM. L. Hugues et C. Jausseran.

Laurent (Antoni), Ancien élève de l'École Polytechnique, 1, square de Rocamadour, Paris (16e), présenté par MM. L. Leprince-Ringuet et J. Languepin.

L'Électricité de Marseille (Études techniques), 7, rue Roux-de-Brignoles, à Marseille (Bouches-du-Rhône), présentée par MM. P. Sève et C. Jausseran.

Service de Recherches aéronautiques, 26, boulevard Victor, Paris (15e), présenté par MM. P. Vernotte et J. Villey.

Il est statué de suite sur ces admissions : les candidats sont élus membres de la Société française de Physique.

M. le Secrétaire général communique l'avis suivant :

Le Comité directeur de la revue *Science Abstracts*, publiée sous les auspices des Sociétés suivantes : The Institution of Electrical Engineers, the British Physical Society, the American Physical Society, the American Institute of Electrical Engineers, a décidé d'accorder aux membres de la Société française de Physique la possibilité de souscrire des abonnements à demi-tarif, c'est-à-dire aux conditions suivantes :

Section A (*Physics Abstracts*), 17 s. 6 d. par an.

Section B (*Electrical Engineering Abstracts*), 17 s. 6 d. par an.

Les deux sections : 1. 10 s. O d.

Le bureau espère que cette offre généreuse sera mise à profit par un grand nombre de nos collègues.

Les demandes d'abonnement doivent être transmises par l'intermédiaire de la Société française de Physique [M. Hulot, agent général, 8, rue Daguerre, Paris (14e)].

Les communications suivantes ont été faites :

1. *Quelques appareils nouveaux pour l'analyse aux rayons X*;
1° *Monochromateur à cristal plan*;
2° *Chambre à radioimages*;
3° *Chambre plane de diffraction pour foyer fin*, par MM. J.-J. Trillat et R. Tertian.

2. *Petite torche de laboratoire à hydrogène atomique*, par M. J. Cueilleron, Laboratoire de Chimie minérale à la Sorbonne.

3. *Recherches sur l'effet de grenaille pure*, par M. A. Blanc-Lapierre, Laboratoire de Physique de l'École Normale supérieure.

1. — Quelques appareils nouveaux pour l'analyse aux rayons X;

par MM. J.-J. Trillat et Tertian.

Laboratoire de rayons X
du Centre national de la Recherche scientifique.

1. *Monochromateur à cristal plan.* — En faisant travailler un cristal de sel gemme dans la fenêtre même du tube émetteur, on peut obtenir un faisceau réfléchi assez intense pour permettre la diffraction en rayonnement rigoureusement monochromatique dans des temps de pose relativement courts. Solidaire du tube, d'un réglage facile, assurant une protection absolue de l'opérateur, l'appareil est muni d'accessoires (fente de sortie, collimateur, support de film) qui en font un instrument autonome convenant à toutes les longueurs d'onde. Ce monochromateur se caractérise encore par un très faible encombrement, un poids minime (200 g environ) et un prix de revient peu élevé. Il est d'un usage plus simple que les monochromateurs à cristaux courbés et permet d'obtenir des résultats comparables. (Présentation de diagrammes et d'appareils.)

2. *Chambre à radioimages.* — Instrument muni d'un écran fluorescent sur lequel on suit en vraie grandeur les variations de dimensions du foyer du tube lorsqu'on fait varier la différence de potentiel entre le filament et la pièce de concentration. Réalisation d'un foyer pratiquement ponctuel. (Présentation de radioimages.)

3. *Chambre plane de diffraction pour foyer fin.* — En réalisant un foyer suffisamment fin pour que toute sa surface apparente soit utile, on peut se dispenser du collimateur et le remplacer par un simple trou ne nécessitant pratiquement aucun réglage. Le gain réalisé sur la distance foyer-objet et la brillance élevée du foyer fin entraînant une forte augmentation d'intensité qu'on met à profit soit pour diminuer le temps de pose, soit pour augmenter la finesse des spectrogrammes. L'appareil comporte des accessoires qui en font une chambre plane de précision. (Présentation de diagrammes et d'appareil.)

A la suite de la communication de MM. J.-J. Trillat et Tertian, M. Guinier a présenté les observations suivantes :

Le mot « nouveau » que comporte le titre de la communication qui vient d'être présentée appelle les remarques suivantes :

1. Le principe de l'emploi d'un cristal plan comme monochromateur remonte à Bragg qui l'a employé dès 1914. Depuis, de très nombreux auteurs se sont servis de cette méthode et ont employé des dispositifs en tous points semblables à celui qui vient d'être présenté et ont obtenu des résultats analogues à ceux qu'annoncent les auteurs. On peut signaler toutefois que l'on remplace maintenant le sel gemme par un cristal qui donne des réflexions plus intenses, par exemple, la pentaérythrite. Le monochromateur à cristal courbe a été employé ensuite dans le but d'obtenir des diagrammes plus intenses. C'est un fait incontestable qu'il permet de raccourcir les temps de pose qu'exigent les monochromateurs plans.

2. Les chambres pour radioimages sont un accessoire des plus courants dans tous les laboratoires de radiocristallographie.

3. Ce qui a été dit par les auteurs au sujet de l'obtention des foyers fins, de leur utilisation pour les diagrammes de diffraction, de l'avantage de cette méthode, a déjà été publié il y a plus d'un an (1).

Mlle Cauchois n'a pas partagé l'indignation de M. Guinier quant à l'emploi par M. Trillat du mot « nouveaux » pour caractériser les montages qui viennent de nous être présentés. Ceux-ci n'offrent aucune originalité de principe, mais ils pourront sans doute rendre service aux non-spécialistes qui les trouveront chez les constructeurs.

En ce qui concerne la première communication de M. Trillat :

L'utilité de la monochromatisation par « réflexion » cristalline du rayonnement X, pour toute méthode d'analyse des préparations polycristallines, est bien connue. On sait que l'avantage de l'emploi d'un monochromateur cristallin par rapport à la filtration est considérable pour la pureté des diagrammes de diffusion. On s'est efforcé de compenser au maximum la perte d'intensité; on a même fait usage de cristaux plans placés à l'intérieur du tube à rayons X (2). Il serait intéressant de connaître quelques indications quantitatives sur la pureté du rayonnement sélectionné par le petit assemblage de M. Trillat et sur son intensité.

M. Guinier a insisté sur les avantages des monochromateurs à cristaux *courbés*. M. Tertian et M. Trillat associent les seuls noms de MM. Kirkpatrick, Barreau et Guinier à l'emploi des monochromateurs cristallins courbés. Je me permets de rappeler que : 1° à ma connaissance, l'efficacité de l'association de monochromateurs cristallins courbés avec des dispositifs convenables de diffraction cristalline a été mise en évidence pour la première fois au Laboratoire de Chimie physique de Paris dès 1931 (3); et cela indépendamment du

(1) A. Guinier et J. Devaux, *Réalisation et avantages des foyers fins dans les tubes à rayons X* (*C. R. Acad. Sc.*, 1943, 217, p. 682; *Revue Scientifique*, 1943, p. 341.

(2) W. C. Pierce, C. M. Olson, D. P. Mc Millan, *Rev. Sc. Instr.*, 1937, 8, p. 145.

(3) Y. Cauchois, *Une nouvelle méthode d'analyse des poudres cristallines* (*C. R. Acad. Sc.*, 1932, 195, p. 228).

développement de la spectrographie X proprement dite, par cristaux courbés, dans ce laboratoire; 2° un emploi étendu de monochromateurs à cristaux courbés a été fait par M. Laval dans son très beau travail sur « La diffusion des rayons X par les cristaux » [4] (dans le Laboratoire de Minéralogie de M. Mauguin).

N. B. — J'ai montré qu'une combinaison avantageuse des cristaux courbés utilisés par transmission et de préparations cristallines courbées donne d'excellents résultats.

M. Laval a employé le principe de focalisation dû à Johann; tandis que M. Guinier préfère adopter la variante de Johannson.

M. Trillat a envoyé la réponse suivante :

Je n'ai malheureusement pu assister à la séance du 16 février, par suite d'une grave opération que subissait ce jour-là un de mes enfants. J'avais prévenu M. Guinier du motif de mon absence; je tiens à répondre aux critiques assez vives dont notre communication a fait l'objet sans que je puisse y répondre et qui dépassaient nettement le cadre habituel de controverses scientifiques.

1. On a critiqué l'emploi de l'expression « appareils nouveaux », en tentant de l'interpréter comme s'il s'agissait de « méthodes nouvelles ». Or nous n'avons jamais eu l'idée de présenter ces quelques *accessoires* comme présentant un caractère quelconque d'originalité; en particulier, tout le monde sait que l'emploi de lames cristallines planes ou courbées date de M. de Broglie et de Bragg, et que de très nombreux appareils, utilisant ces principes, ont été réalisés et se trouvent même dans le commerce. Notre but était seulement de présenter à la Société de Physique les résultats obtenus avec un outillage très simple, peu coûteux et peu encombrant, parfaitement protégé, et que chacun peut construire facilement, même à l'heure actuelle.

2. Ceci n'enlève rien au mérite des appareils français déjà existants. Toutefois, il nous sera permis de faire remarquer que le monochromateur de M. Guinier, qui lui non plus ne présente aucun caractère d'originalité, puisque inspiré des publications de Johanson, offre des difficultés d'emploi et de réglage, et des dangers d'utilisation vis-à-vis des rayons X tels que nous avons été amenés à réaliser pour l'usage de notre Laboratoire un appareillage mieux adapté et donnant de bons résultats. M. Guinier n'a d'ailleurs pas contesté que la réalisation de l'appareil — vendu cependant sous son nom — présentait une conception mécanique défectueuse.

3. Il n'existe pas à notre connaissance dans le commerce d'appareils français pratiques basés sur l'emploi de lames cristallines planes. Il nous a paru utile d'en présenter un modèle simple, quand ce ne serait que pour éviter d'avoir recours à des constructions étrangères et notamment Allemandes (Seeman).

4. Les travaux de Mlle Cauchois sont bien connus, et celle-ci a bien su mettre leur valeur en évidence au cours de son intervention. Il est regrettable que le Conférencier ait omis de les citer, et nous nous en excusons; toutefois, il s'agit là de travaux de Spectroscopie, qui n'ont qu'un rapport assez lointain avec le but que nous poursuivions. Le spectrographe de Mlle Cauchois, qui est un appareil remarquable, est destiné en effet avant tout à l'étude des spectres de rayons X et non à l'étude de la structure de la Matière.

5. Enfin, et c'est là l'essentiel, personne n'a contesté les résultats obtenus avec les accessoires que nous présentions; les clichés présentés ont, nous l'espérons, convaincu les auditeurs que ces appareils, bien que basés sur des principes très connus et anciens, répondent au but que l'on peut en attendre. J'estime, quant à moi, que cette controverse est close, et je regrette seulement qu'elle ait eu lieu en mon absence, alors que de graves préoccupations m'empêchaient de présenter moi-même cette communication.

(4) J. Laval, *Étude expérimentale de la diffusion des rayons X par les cristaux* (*Bull. Soc. franç. Minéralogie*, 1939, 62).

2. — Petite torche de laboratoire à hydrogène atomique ;

par Jean Cueilleron.

Ayant réussi à préparer du bore cristallisé contenant comme impureté environ 1/100 000e de silicium et étant donc l'un des premiers à avoir entre les mains du bore très pur, nous avons jugé intéressant d'en déterminer le point de fusion. Ce point, déterminé seulement par cinq auteurs, est

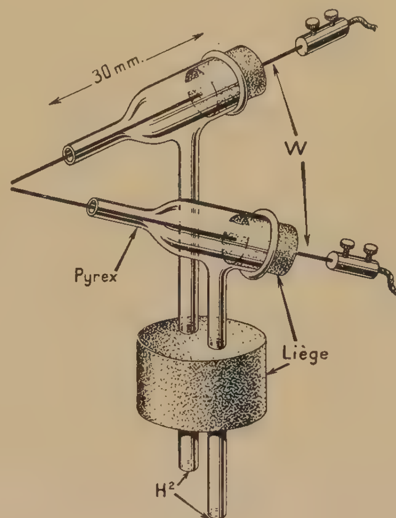


Fig. 1.

situé, d'après la littérature, entre 2000 et 2500° C. Le manque de précision de ces chiffres s'explique tant par la pureté douteuse du bore utilisé par les auteurs que par les difficultés expérimentales rencontrées au cours des mesures. Il faut en effet :

A. Atteindre des températures supérieures à 2000°.

B. Chauffer à ces températures et sans altérer sa pureté un corps qui se combine à tous les éléments solides (en particulier au carbone) à l'exception du cuivre, de l'argent et de l'antimoine, qui réduit les réfractaires habituels et qui, enfin, réagit sur tous les gaz (en particulier sur l'oxygène, l'azote et les carbures d'hydrogène) à l'exception des gaz rares et de l'hydrogène.

C. Tenir compte du fait que, dans le vide, dès 1200° le bore émet des vapeurs opaques très abondantes capables d'empêcher tout pointé pyrométrique.

Dans ces conditions, l'hydrogène atomique nous a semblé être l'un des modes de chauffage le plus adapté à ces mesures : il permet d'atteindre une température voisine de 4000°, de chauffer du bore sans altérer sa pureté et de chasser les vapeurs de bore au fur et à mesure de leur formation.

Ne disposant pas au laboratoire d'un poste à hydrogène atomique, nous avons réalisé très simplement une torche dont le schéma est donné ci-contre. Cet appareil ne fonc-

tionne que dans des conditions bien déterminées : les électrodes de tungstène doivent avoir 1,5 mm de diamètre, elles sont reliées, par un rhéostat en série avec l'arc, à une source de courant continu de tension la plus élevée possible et d'au moins 110 V. L'intensité doit être réglée, sous 110 V, entre 25 et 30 A. Après avoir allumé le jet d'hydrogène qui sort des buses et donne une flamme d'environ 25 cm de long, on amorce, au moyen d'une petite baguette de charbon, l'arc entre les deux électrodes dont les extrémités sont distantes entre elles d'environ 1 mm.

Nous n'avons pas pu avec cette torche, même en utilisant une étincelle pilote haute fréquence, employer le courant alternatif basse tension.

Tel qu'il est cet appareil simple ne prétend pas rivaliser avec les postes industriels volumineux et très coûteux. Il n'en possède ni la souplesse, ni la puissance, ni la régularité de marche. Il peut cependant rendre service dans un laboratoire puisqu'il nous a permis de déterminer avec une certaine précision le point de fusion du bore en utilisant la méthode suivante :

L'échantillon de bore (quelques milligrammes) est placé sur la face supérieure d'une baguette de tungstène de section rectangulaire (6 × 3 mm) tenue horizontalement. Cette baguette est plongée dans la flamme verticale de la torche, l'arc étant au-dessous de la face inférieure de la baguette à 5 ou 6 mm de cette face. L'échantillon de bore, l'arc et les électrodes sont dans un même plan vertical parallèle à la section droite de la baguette de tungstène. La détermination du point de fusion se fait en mesurant au pyromètre optique la température de bloc de tungstène lors de la fusion de l'échantillon de bore.

De façon à éliminer les erreurs dues aux corrections de pouvoir émissif et surtout aux différences de température existant entre le bloc de tungstène et l'échantillon de bore posé à sa surface, nous avons construit les courbes d'étalonnage du pyromètre : températures de fusion vraies en degrés C — graduations du pyromètre, ceci en prenant, dans les mêmes conditions, les points de fusion du platine et de l'iridium, points situés de part et d'autre de celui du bore. Dans ces conditions nous avons trouvé pour point de fusion du bore 2 075° C avec une erreur ne dépassant sans doute pas 50° (1).

3. — Recherches sur l'effet de grenaille pure;

par M. A. Blanc-Lapierre.

Laboratoire de physique de l'École Normale supérieure.

Les fluctuations dues à la structure électronique de l'électricité limitent la sensibilité de nombreux appareils électriques (appareils de mesures, récepteurs de radio...). Les procédés habituellement employés pour analyser ces phénomènes par le calcul ne permettent que la détermination des valeurs moyennes et des carrés moyens dans des dispositifs linéaires. On donne une théorie générale de l'effet de grenaille pure. Les fluctuations, à la sortie d'un amplificateur linéaire, dues à l'effet de grenaille pure obéissent à une loi de Laplace-Gauss dans la mesure où les chocs électroniques sont très rapprochés les uns des autres, à l'échelle des constantes de temps de l'amplificateur. La théorie proposée permet l'étude des fluctuations dans les appareils non linéaires et, en particulier, dans les détecteurs. Des vérifications expérimentales sont indiquées. Une application est faite à la discussion de la sensibilité limite d'un montage amplificateur pour courants photoélectriques très faibles.

(1) Cueilleron, *Thèse*, Masson, Paris, 1944 et *Annales de Chimie*, 1944.

AVIS IMPORTANT.

L'exercice 1944-1945 (année 1945) ayant commencé le 1er novembre 1944, le Trésorier reçoit dès maintenant les cotisations 1945. Un trop grand nombre de Sociétaires devront ajouter à la cotisation de l'année en cours le montant de leur arriéré.

Il est rappelé que la cotisation annuelle est :

100 fr pour Paris et la Seine;
85 fr pour les départements;
150 fr pour les collectivités françaises.

Le règlement doit parvenir directement à

M. G. Yvon, Trésorier, 26, rue Berthollet, à Arcueil (Seine)

ou par l'intermédiaire de :

M. J. Hulot, Agent général, 8, rue Daguerre, Paris (14e).

Compte de chèques postaux : *Société française de Physique*, n° 227-92, Paris.

SÉANCE DU 16 MARS 1945.

Présidence de M. G. Ribaud.

Ordre du jour :

Communications par MM. J.-J. Trillat et R. Tertian : *Quelques appareils nouveaux pour l'analyse aux rayons X* (Laboratoire de rayons X du Centre National de la Recherche scientifique).

M. le Président rappelle qu'à la suite des observations présentées après la communication de MM. J. Trillat et Tertian, une réponse lui a été adressée par M. Trillat : elle sera publiée au procès-verbal de la séance en même temps que les résumés des observations.

Le procès-verbal de la séance du 16 février est adopté.

M. le Président fait part du décès de Mlle Dubois, Professeur honoraire du Lycée Victor-Hugo, à Paris et de M. Chancel, Chargé de cours honoraire à la Faculté des Sciences de Marseille, mort en 1942.

Les condoléances de la Société sont adressées aux familles.

Les demandes d'admission suivantes sont présentées; il est statué de suite.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

MM. Bruck (Henri), Docteur ès sciences, 18, rue Racine, à Saint-Remy-les-Chevreuse (Seine-et-Oise), présenté par MM. P. Grivet et J. Cabannes.

Haïssinsky (Moïse), Chargé de Recherches au Centre national de la Recherche scientifique, attaché au Laboratoire Curie, 11, rue Pierre-Curie, Paris (5e), présenté par MM. Jean Langevin et Jean Surugue.

Raymond (Élie), Professeur à la Faculté des Sciences, place Victor-Hugo, à Marseille (Bouches-du-Rhône), présenté par MM. P. Sève et C. Jausseran.

Compagnie générale de Radiologie, 34, boulevard Vaugirard, Paris (15e), présentée par MM. H. Pilon et F. Gauthier du Parc.

Compagnie française Thomson-Houston, 173, boulevard Haussmann, présentée par MM. F. Bedeau et Y. Rocard.

M. le Secrétaire indique comme ouvrage reçu pour la Bibliothèque :

R. Vichnievsky. — *Étude de la combustion au moyen de diagrammes entropiques, Énergie interne et de diagrammes QT généralisés* (Librairie Hermann, rue de la Sorbonne, Paris).

Les communications suivantes ont été faites :

1. *Les problèmes de la granulométrie*, par M. J. Villey.

2. *Présentation de l'oscillomètre-strobo-enregistreur*, par M. Salmon-Legagneur.

3. *Sur un procédé de mesure de débit de courants gazeux très lents et son application à la détection des infrasons*, par M. L. Démon.

1. — Les problèmes de la granulométrie;

par M. Jean Villey.

Faculté des Sciences de Paris.

L'étude de la compacité des ensembles granuleux, ou *granulométrie*, soulève des problèmes intéressants.

Elle a été complètement renouvelée par la notion d'*effet de paroi* introduite par M. Caquot il y a une dizaine d'années : c'est l'altération, par rapport à sa valeur *normale* en masse indéfinie, de la compacité d'un ensemble d'éléments granuleux identiques au voisinage d'une paroi solide qui le limite et contre laquelle tous les grains viennent buter, en laissant entre eux des vides exceptionnels.

L'effet de paroi exige, pour combler ces vides supplémentaires, d'augmenter la proportion des éléments fins d'un mélange hétérogène lorsqu'on le coule dans un moule dont les dimensions ne sont pas infiniment grandes vis-à-vis de celles des gros éléments du béton ainsi constitué.

L'effet de paroi intervient aussi essentiellement dans la théorie des mélanges de deux éléments homogènes formés de grains géométriquement semblables, du moins si le rapport de similitude α est suffisamment éloigné de l'unité pour que les gros grains jouent le rôle de parois limitant le milieu constitué par les petits grains.

Alors les petits grains, en se glissant entre les gros, dilatent l'ossature constituée par ceux-ci dans un rapport linéaire $(1+k)$. Si la compacité β_0 d'un élément pur est la même pour l'un et l'autre, les volumes réels présents dans l'unité de volume du mélange deviennent alors, pour les gros

$$v_1 = \frac{\beta_0}{(1+k)^3}$$

et pour les petits

$$v_2 = \left[1 - \frac{\beta_0}{(1+k)^3}\right]\beta_0 - \varphi(k, \alpha)$$

en appelant (k, α) le volume perdu par effet de paroi au contact des $N = \frac{N_0}{(1+k)^3}$ grains 1 présents dans l'unité de volume du mélange.

Lorsque k est assez grand pour que les couches de grains altérées par effet de paroi à la surface des gros grains 1 ne réagissent pas les unes sur les autres, $\varphi(k, \alpha)$ est simplement proportionnel à N, c'est-à-dire à $\frac{1}{(1+k)^3}$, et par conséquent à v_1. On a alors, entre v_1 et v_2 une relation linéaire représentée par une droite sur le diagramme de coordonnées v_1 et v_2.

Mais lorsque k devient petit, à cet effet de paroi *simple* se superpose, puis se substitue, un effet de paroi *mixte*, avec formation de vides plus importants dans les régions où deux grains 1 deviennent très voisins l'un de l'autre. On ne peut plus alors calculer $\varphi(k, \alpha)$, et la recherche de la compacité $(v_1 + v_2)$ maximum, qui est localisée dans cette région, ne peut être faite qu'expérimentalement.

2. — Présentation de l'oscillomètre strobo-enregistreur;

par M. Salmon-Legagneur.

Établissements Henry-Lepaute.

Appareil destiné à mesurer et à enregistrer la marche instantanée des montres. Il peut être utilisé également, d'une façon générale à mesurer et à enregistrer avec grande précision les écarts de fréquence ou de vitesse de pièces mécaniques soumises à des mouvements d'oscillation périodiques ou de rotation.

Il se compose essentiellement :

1° D'un étalon de temps constitué par un diapason entretenu par tubes à vide;

2° D'un microphone qui écoute la montre à étudier;

3° D'un appareil indicateur et enregistreur qui permet de comparer par observation stroboscopique, la fréquence d'oscillation de l'échappement de la montre ainsi écoutée, à celle du diapason étalon et, d'autre part, d'enregistrer sur une bande de papier les écarts de fréquence de cet échappement.

L'enregistrement est réalisé par perforation du papier au moyen d'une étincelle électrique.

L'oscillomètre strobo-enregistreur est un appareil industriel conçu pour être utilisé par les horlogers, mais serait susceptible de nombreuses autres applications.

3. — Sur un procédé de mesure de débit de courants gazeux très lents et son application à la détection des infrasons;

par M. L. Demon.

Laboratoire des hautes tensions du Centre national de la Recherche scientifique à Bellevue.

Les appareils présentés ont été réalisés avec la collaboration de MM. les Professeurs Pauthenier et Brun et de Mlle Doumerg.

Le principe consiste à utiliser un faisceau d'ions qui, en l'absence de courant gazeux, est aplati suivant un plan perpendiculaire à l'axe de la conduite. Ce faisceau tombe symétriquement sur deux petites plaques séparées par une mince couche d'isolant et réunies aux bornes d'un galvanomètre.

En l'absence de courant gazeux, les deux plaques reçoivent le même débit d'ions et le galvanomètre reste au zéro. Dès qu'un courant gazeux parcourt la conduite, le faisceau d'ions est dévié et un courant électrique passe dans le galvanomètre. Après étalonnage, la lecture de l'intensité du courant donne donc le débit gazeux. Cette méthode ne convient que pour de faibles vitesses, sinon le faisceau sort des plaques. Pour des vitesses plus grandes, deux méthodes de zéro peuvent être appliquées.

Une première méthode consiste à monter les plaques sur un chariot; la translation qu'il faut donner à celui-ci pour annuler le courant dans les galvanomètres est proportionnelle à la vitesse du courant gazeux.

Une deuxième méthode consiste à ramener le faisceau ionique dévié par le courant gazeux à l'aide d'un champ électrique antagoniste; la tension nécessaire pour produire ce champ est proportionnelle à la vitesse.

Deux appareils ont été réalisés sur ces principes. Une application intéressante de l'un de ces appareils est l'enre-

gistrement des infrasons. Il suffit de monter l'appareil sur l'extrémité d'un tuyau dont l'autre extrémité aboutit à un réservoir étanche et indéformable.

SECTION MÉDITERRANÉE.

RÉUNION DU 6 JANVIER 1945.

La séance a eu lieu à Marseille, sous la présidence de M. Pierre Sève.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — Actions capillaires dans les sols pulvérulents;

par Louis Hugues.

1. Après avoir rappelé les travaux de Dupuit, Boussinesq et Porchet, et décrit quatre expériences fondamentales : ascension capillaire de l'eau dans le sable d'un tube vertical, le dispositif de M. Frédéric Dinert, le tube horizontal de Casagrande et le débitmètre totalisateur-enregistreur de Porchet, nous montrons que, dans l'hypothèse où les particules de la substance pulvérulente sont des sphères égales et où, en outre, les diamètres équivalents géométrique et hydraulique des capillaires sont égaux, dans l'analogie de Poiseuille, le diamètre équivalent D, unique dans ce cas, à l'un quelconque des capillaires de la couche pulvérulente homogène, le diamètre d des grains et la porosité P sont reliés par la formule

$$D = d\sqrt[3]{\frac{4P\sqrt{P}}{3\sqrt{\pi}(1-P)}}$$

qui résulte de considérations géométriques à peu près évidentes.

Ceci posé, la hauteur d'ascension capillaire d'un liquide, dans la couche, égale à la hauteur d'ascension dans le tube cylindrique de diamètre D, donnée par la loi de Jurin, est

$$h = \frac{4A}{fgD} = \sqrt[3]{48\sqrt{\pi}}\,\frac{A}{fg}\,\frac{1}{d}\,\frac{\sqrt[3]{1-P}}{\sqrt{P}}.$$

D'où

$$h = 4{,}4\,\frac{A}{fg}\,\frac{1}{d}\,\frac{\sqrt[3]{1-P}}{\sqrt{P}}.$$

Pour des sables naturels, à grains non sphériques et inégaux, nous avons vérifié que

$$h = 8{,}5\,\frac{A}{fg}\,\frac{1}{d_{\text{eff}}}\,\frac{\sqrt[3]{1-P}}{\sqrt{P}}.$$

d_{eff} désignant le diamètre équivalent efficace des grains (tamis à mailles carrées et d_{eff} déduit de la courbe granulométrique du sable $y = f(x)$ par la formule de définition

$$d_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{x^2}} = \sqrt{\int_0^1 x^2\,dy}\Bigg).$$

L'application de la formule d'*Helmholtz-Thomson*, montre que la différence entre la tension de vapeur au voisinage de la surface libre du liquide p_1 et sa valeur au voisinage de la surface de saturation dans le sable $p_2 < p_1$, entraîne un Δh positif donné par

$$\Delta h = \frac{p_1}{fg}\left[1 - e^{-\frac{4A}{fRTD}}\right],$$

donc toujours inférieur à $\frac{p_1}{fg}$, et par conséquent très faible aux températures courantes.

Nous décrivons ensuite une expérience d'ascension capillaire dans un sable, qui donne $h = 49{,}7$ cm au bout de 48 h, avec surface de saturation Σ très nette et qui, prolongée durant 9 mois, montre qu'à partir de la valeur précédente, la vapeur du liquide venant se condenser sur les grains situés au-dessus de Σ, le liquide semble poursuivre son ascension, et la zone nettement humide atteint la valeur de 101,5 cm au terme du neuvième mois d'observation. Le dispositif de M. F. Diénert, utilisé pour le même sable, donne par ailleurs pour valeur de la dénivellation stable au bout de quelques heures $h = 50$ cm.

2. Un raisonnement analogue à celui utilisé dans l'étude de la capillarité dans les tubes cylindriques, montre que la résultante f des forces capillaires qui s'exercent sur la surface de saturation Σ, est égale à

$$f = fgP\omega h.$$

ω, section du tube cylindrique contenant le sable de porosité P.

Si l'on applique, à chaque instant, au liquide interstitiel le théorème du moment cinétique, dans la direction $o\eta$ de l'écoulement d'angle α avec ox horizontal, on a :

Variation du moment cinétique pendant l'unité de temps

$$f\omega P\eta\frac{dv}{dt}$$

(pour le volume de liquide contenu dans le cylindre de sable de base ω et de longueur η à l'instant t).

Résistance à l'avancement

$$-\frac{1}{k}\,\frac{\mu\eta f(P)\omega v}{d^2} \quad (^1).$$

Pesanteur : $-fgP\eta\sin\alpha$.

Forces capillaires : $fg\omega Ph$.

D'où, en remarquant que

$$v = \frac{d\eta}{dt},$$

et que le coefficient de perméabilité K de la couche est

$$K = k\frac{fg}{\mu}\,\frac{P}{f(P)}\,d^2 = k\frac{fg}{\mu}F(P)\,d^2,$$

on tire l'équation du 2e ordre non linéaire

$$\frac{d^2\eta}{dt^2} + \frac{gP}{K}\,\frac{d\eta}{dt} = \frac{g(h-\eta\sin\alpha)}{\eta}.$$

Or, $\frac{d^2\eta}{dt^2}$ est généralement négligeable devant $\frac{gP}{K}\frac{d\eta}{dt}$ [2], en

[1] Expression déduite simultanément de l'analyse dimensionnelle ou de la formule de résistance de Stokes.

[2] Ceci résulte notamment des courbes expérimentales d'ascension capillaire.

sorte qu'on a

$$\frac{P}{K}\frac{d\eta}{dt} = \frac{h}{\eta} - \sin\alpha.$$

En particulier si l'infiltration est verticale $\left(\alpha = \frac{\pi}{2}\right)$, on obtient

$$\frac{P}{K}\frac{d\eta}{dt} = \frac{h-\eta}{\eta},$$

équation qui est identique à celle adoptée par Porchet, pour l'ascension capillaire, et qui résulte de l'application de la loi de Darcy en incorporant la pression capillaire à la charge motrice. Si l'on applique cette dernière équation à l'ascension capillaire verticale, on a, avec $\eta = 0$ pour $t = 0$

$$hL\frac{h}{h-\eta} = \eta + \frac{K}{P}t,$$

formule vérifiée par Porchet.

Enfin, si l'on considère le dispositif de Casagrande, dans lequel on observe la progression du liquide dans le sable d'un tube faiblement immergé et placé horizontalement, on a $\alpha = 0$, et

$$\frac{P}{K}\frac{d\eta}{dt} = \frac{h}{\eta}.$$

D'où, avec la condition $\eta = 0$ pour $t = 0$,

$$\eta^2 = \frac{2Kh}{P}t.$$

L'abscisse de la surface de saturation est donc, proportionnelle à la racine carrée du temps. Ce résultat, déduit par Casagrande, de l'application de la loi de Darcy, et de l'hypothèse de Porchet, est utilisé dans certains laboratoires et notamment aux U. S. A., pour la détermination du coefficient de perméabilité K.

Note. — La présente communication, fortement comprimée pour satisfaire aux exigences de l'éditeur, fait partie d'un travail d'ensemble sur l'étude des écoulements interstitiels, qui sera publié aux *Cahiers* sous forme d'un Mémoire détaillé qui comportera un index bibliographique.

2. — Moyennes sphériques et polyèdres semi-réguliers ;

par M. Pierre Sève.

Pour déterminer le flux lumineux envoyé par une source ponctuelle, et par suite l'intensité sphérique moyenne de cette source, on découpe une sphère de rayon unitaire, ayant cette source comme centre, en portions de petite surface. On mesure l'intensité dans des directions aboutissant à chacune de ces surfaces élémentaires et l'on ajoute les flux partiels ainsi obtenus.

Lorsque le rayonnement est de révolution, on utilise un découpage en zones coaxiales, ce qui conduit à faire des mesures le long d'un méridien à des latitudes régulièrement espacées. Le calcul numérique ou graphique (diagramme de Rousseau) est classique (1). Lorsque le rayonnement ne présente pas cette symétrie, il peut être plus logique et plus avantageux d'effectuer le découpage de la sphère de référence en petites surfaces dont la distribution a la symétrie d'un polyèdre régulier. Il est évidemment commode qu'en outre toutes ces surfaces soient égales. L'intensité moyenne sphérique est alors simplement la moyenne arithmétique des intensités mesurées dans les directions considérées.

Cette condition se trouve remplie quand les directions choisies sont précisément les rayons d'un polyèdre régulier. D'autres polyèdres peuvent être également utilisés avec le même avantage et spécialement les polyèdres semi-réguliers que nous définirons plus loin. Bien que les directions ainsi définies soient en nombre fini et que par suite les surfaces élémentaires ne soient pas infiniment petites, on peut espérer un résultat satisfaisant si les directions utilisées sont assez nombreuses.

Martin (2) dans l'étude d'une lampe au sodium destinée à l'éclairage des routes, lampe dont le rayonnement ne présente aucune symétrie spéciale, a précisément montré qu'on obtenait d'excellents résultats en effectuant les mesures suivant les vingt rayons d'un *dodécaèdre* régulier (ce qui correspond à un découpage icosaédrique de la sphère de référence) ou selon les trente rayons d'un *triacontagone* semi-régulier (découpage correspondant aux faces d'un triacontaèdre rhomboïdal).

Les polyèdres *semi-réguliers* ou *archimédiens* dont le triacontagone fait partie sont des solides qui ont été étudiés par Catalan (3) qui en a donné la définition suivante :

« On appelle polyèdre semi-régulier tout polyèdre dont les faces sont des polygones réguliers et dont les angles polyèdres sont égaux ou symétriques. »

Ces polyèdres sont inscrits dans une sphère et leurs arêtes sont égales. Ils sont définis par le nombre de côtés des polygones qui constituent les faces qui aboutissent à chaque sommet. Par exemple, pour le triacontagone, deux pentagones et deux triangles aboutissent à chacun des trente sommets. On dira que son *symbole* est (3, 5, 3, 5). Catalan a montré qu'il y avait treize polyèdres semi-réguliers. Un a la symétrie du tétraèdre; six ont la symétrie du cube ou quater-ternaire; six la symétrie de l'icosaèdre ou quinoternaire.

Tous ces solides, ainsi que les cinq polyèdres réguliersS sont plus ou moins avantageux. Ils le sont d'autant plus qu'ils présentent un nombre suffisant de sommets et que ceux-ci sont répartis aussi uniformément que possible sur la sphère circonscrite. Pour apprécier les deux qualités ci-dessus, ce qui comporte une certaine part d'arbitraire, l'auteur a construit des *modèles* en papier, obtenus par développement, découpage et montage des cinq polyèdres réguliers et des treize polyèdres archimédiens, modèles qu'il présente à la séance.

Parmi les premiers, seul le dodécaèdre (5, 5, 5) [20 sommets] utilisé par Martin est à retenir.

Pour les polyèdres semi-réguliers, ce sont ceux dont les polygones constitutifs ont des nombres de sommets voisins qui donnent une répartition suffisamment uniforme.

On peut retenir dans le système cubique le cubo-octaèdre biseauté (4, 4, 4, 3) [24 sommets] et le solide à 38 faces (4, 3, 3, 3) [24 sommets].

Dans le système quinoternaire, le triacontagone (3, 5, 3, 5) [30 sommets] utilisé par Martin; le solide (5, 4, 3, 4) [60 sommets] licosaèdre tronqué (6, 6, 5) [60 sommets] et le solide à 92 faces (5, 3, 3, 3) [60 sommets].

L'icosaèdre tronqué (6, 6, 5) présente une disposition particulièrement heureuse.

L'auteur expose ensuite quelques considérations géométriques sur ces solides.

Il montre que les polyèdres de Catalan font partie d'une

(1) *Voir* par exemple : *Unités et mesures photométriques* (publications de la Société pour le perfectionnement de l'éclairage), p. 32.

(2) Louis Martin, *Étude photométrique et électrique d'une lampe à vapeur de sodium industrielle* (*Ann. de la Fac. des Sc. de Marseille*, 1939, 2e sér., XII, p. 21).

(3) Catalan, *Journal de l'École Polytechnique*, 41e cahier, 1865.

famille de solides plus générale qu'on pourrait appeler « semi-réguliers *au sens large* », les archimédiens étant appelés « semi-réguliers *au sens strict* ». Pour les solides au sens large les angles polyèdres sont encore égaux ou symétriques, mais les arêtes aboutissant à un même sommet ne sont plus forcément égales. Les polyèdres semi-réguliers au sens large peuvent être utilisés comme les archimédiens pour la détermination de moyennes sphériques, et certains peuvent même présenter une répartition plus uniforme de leurs sommets. L'auteur montre que les polyèdres semi-réguliers au sens large ayant la symétrie quater-ternaire ont pour sommets les pôles des formes cristallographiques du système cubique, ce qui ramène la discussion relative à ces polyèdres à la discussion classique et familière aux physiciens des formes cristallographiques du système cubique.

En choisissant convenablement les *caractéristiques* (qui ici peuvent être incommensurables, la loi des indices rationnels ne jouant plus) on établit facilement l'existence des solides archimédiens correspondants; et l'on peut faire une discussion parallèle pour le système de symétrie quino-ternaire.

Le solide (4, 3, 3, 3) correspond à l'hémiédrie holoaxe, celle des cristaux à pouvoir rotatoire, du système cubique. Il n'a pas de plan de symétrie et présente par suite deux variétés énantiomorphes. De même pour le solide (5, 3, 3, 3) du système quino-ternaire.

Incidemment l'auteur signale une erreur numérique dans le mémoire de Catalan à propos de ce dernier solide. Catalan le construit à l'aide de troncatures exécutées sur un dodécaèdre régulier servant de forme primitive. L'angle d'inclinaison des côtés des faces pentagonales du solide et de la forme primitive et le rapport de leurs dimensions homologues ([4]) sont erronés et l'épure de Catalan est par suite grossièrement inexacte. Les valeurs numériques rectifiées sont 13,6° et 0,562.

L'auteur donne pour finir quelques détails pratiques pour la construction des modèles de polyèdres en papier. Il signale en particulier les avantages des colles cellulosiques, telles que la solution de celluloïd dans l'acétone. Elles font prise rapidement et ne font pas gondoler le papier comme les colles aqueuses.

Il remercie M. Sainte-Laguë qui l'a aimablement documenté sur les solides archimédiens.

3. — Présentation d'appareil : moteur hydraulique alternatif;

par Raymond Avril.
Ingénieurs des Travaux publics de l'État.

L'idée du moteur que j'ai l'honneur de vous présenter provient de l'observation du Ludion.

Description. — L'invention brevetée consiste essentiellement dans la réalisation simple d'un système moteur, composé d'un flotteur F muni de deux tubes dans le prolongement l'un de l'autre.

L'un A dit tube d'aération, sert de tête de piston. L'autre B traverse un tiroir T. Il est fermé à son extrémité, et porte un orifice latéral O dit d'admission et d'échappement.

L'ensemble constitue un ludion généralisé, qui a permis la motorisation de la poussée d'Archimède, problème resté insoluble jusqu'à ce jour.

Fonctionnement. — Dès que le ludion généralisé est immergé dans l'eau de son réservoir, il s'anime d'un mouvement alternatif vertical, transformé en mouvement de rotation par un système bielle manivelle actionnant un volant.

Si P' est la poussée d'Archimède sur le ludion constamment immergé, P le poids du ludion égal à $\frac{P'}{2}$ par construction, on a $P' = 2P$.

En faisant varier le poids du ludion selon un cycle déterminé, par admission ou échappement d'eau, on obtient un mouvement alternatif parfait, en effet.

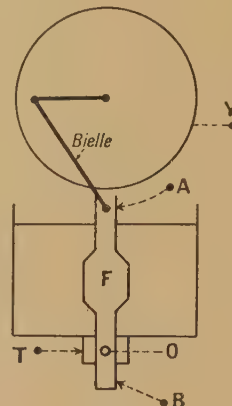


Fig. 1.

Dans la position I, l'orifice d'admission étant dans le tiroir, le flotteur est isolé, nous le supposerons vide. Il reçoit de ce fait une poussée $P' - P = P$ dirigée de bas en haut qui le fait monter.

Dans la position II, l'orifice est dans le réservoir, et le flotteur a admis progressivement $\frac{V}{2}$ neutralisant la moitié

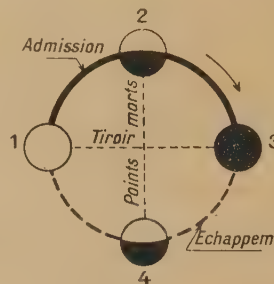


Fig. 2.

de la poussée. A ce moment le poids du ludion est neutralisé car $\frac{P}{2} - P = 0$. On a un point mort parfait. Puis, le flotteur admettant toujours, la force $P - \frac{P'}{2}$ devient > 0 et le ludion descend.

Dans la position III, le flotteur a encore admis progressivement $\frac{V}{2}$. Il est plein et l'orifice est à nouveau dans le tiroir. La poussée est donc totalement neutralisée. Le ludion descend par son propre poids P.

Dans la position IV, l'orifice est encore hors du tiroir. Il a permis un échappement progressif de $\frac{V}{2}$. Le flotteur est à moitié vide, le poids du ludion est encore neutralisé, et l'on

([4]) Catalan, *loc. cit.*, p. 44 et épure XII, figure 49, Planche V.

a un point mort inférieur parfait. L'échappement continuant, la force $P' - P$ augmente progressivement, le ludion remonte jusqu'à la position I, et le cycle d'admission et d'échappement recommence.

En résumé : aux passages des positions 1 à 2 à 3, il y a eu une admission totale égale au volume du flotteur V.

Aux passages des positions 3 à 4 à 1, il y a eu un échappement total égal au volume V du flotteur.

La consommation d'eau par tour de volant est donc égale au volume V du flotteur.

Flotteur. — Sa surface extérieure doit être engendrée par une méridienne quelconque tournant autour de l'axe vertical du ludion à réaliser. L'avantage est à la méridienne donnant l'écoulement du flotteur le plus rapide pour un volume donné V. L'expression du temps t d'écoulement est l'*équation fondamentale* du moteur à construire. Pour un même volume à écouler par un même orifice d'écoulement les formes cylindrique, sphérique, paraboloïde elliptique donnent des temps d'écoulement proportionnels aux nombres 2 — 1,6 — 1,3. La forme paraboloïde elliptique est donc la plus avantageuse, mais pratiquement la forme sphérique est plus facile à réaliser. Le moteur présenté obéit rigoureusement aux calculs faits pour la forme sphérique.

Applications. — L'idée générale renferme toujours des types d'idées formant une classe. L'appareil généralisant le ludion est donc susceptible d'applications pratiques nombreuses. Un nouveau champ d'investigations est ainsi ouvert aux inventeurs.

RÉUNION DU 10 FÉVRIER 1945.

La séance a eu lieu à Marseille sous la présidence de M. François CANAC.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — Quelques méthodes de mesure de courts intervalles de temps;

par M. Th. VOGEL.

Il s'agit d'intervalles de temps de l'ordre de 10^{-3} sec, compris entre deux impulsions électriques brèves, dont le mode de production (particulier à chaque problème qui se présente) n'est pas traité dans la communication. La précision de la mesure est de 1/1 000e. La méthode est fondée sur l'emploi d'un enregistrement à l'oscillographe cathodique, et plusieurs variantes mises au point par l'auteur sont décrites. Extension à des mesures moins précises de temps plus courts, de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-7} sec.

Cette communication fait l'objet d'un mémoire qui sera publié par les *Cahiers de Physique*.

2. — Mesure et enregistrement d'un intervalle étendu de densités optiques;

par M. C. JAUSSERAN.

Application d'un montage indiqué par Russell (cellule photoémissive reliée directement par sa cathode à la grille de commande et par son anode au filament d'une lampe amplificatrice). Stabilité électrique. Définition optique de la plage étudiée. Possibilité d'emploi de la lumière blanche. Étalonnage des enregistrements en densité. Résultats accessoires et autres applications.

Cette communication fait l'objet d'un mémoire qui sera publié par les *Cahiers de Physique* ou la *Revue d'Optique*.

3. — Le pendule liquide. Amortissement visqueux. Analogies physiques;

par L. A. SACKMANN.

On connaît le principe des oscillations pendulaires d'une colonne liquide contenue dans un tube en U (manomètre).

L'instrument que nous avons construit et mis au point comporte des perfectionnements d'ordre mécanique et un réglage semi-automatique, qui facilitent les études suivantes :

Amortissements typiques des oscillations;

Analogies physiques par adaptation d'un pendule simple synchrone;

Mesure du décrément logarithmique des oscillations.

Ainsi conçu, le pendule liquide pourra servir dans des expériences de cours ou de démonstration, il pourra également faire l'objet d'une manipulation de Physique.

Un mémoire détaillé paraîtra dans les *Cahiers de Physique*.

SECTION CLERMONT-STRASBOURG.

SÉANCE DU 2 FÉVRIER 1945.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — Mesure interférentielle des petits diamètres apparents. Application aux satellites de Jupiter;

par M. André DANJON.

Dans les ouvrages classiques, on fait la théorie de la méthode de Fizeau-Michelson (méthode de la double fente) en admettant implicitement que les ouvertures pratiquées dans l'écran qui recouvre l'objectif sont très petites. On démontre alors que les franges s'évanouissent lorsque le diamètre de la source est égal à 1,22 fois l'interfrange.

Mais en pratique, il faut, pour recueillir le plus de lumière possible, utiliser des fentes rectangulaires larges et longues. Le coefficient prend alors une valeur différente de 1,22. L'auteur en a calculé une table, en fonction de la largeur et de la hauteur des fentes.

Les mémoires de Michelson et de Hamy sur la détermination des diamètres apparents des satellites de Jupiter contenant à cet égard diverses inexactitudes, les observations qui s'y trouvent apportées sont soumises à une nouvelle réduction, dont les résultats, ramenés à une valeur uniforme de la longueur d'onde, se montrent en bon accord avec les déterminations obtenues par l'auteur, à l'aide de son micro-

mètre interférentiel à demi-onde; toutefois, comme l'avait annoncé Hamy, ses mesures et celles de Michelson pour le satellite IV sont mauvaises, en raison du faible albedo de cet astre.

	Satellites.			
	I.	II.	III.	IV.
Michelson (1891)...........	0",95	0",88	1",25	(1",21)
Hamy (1898)...............	0,86	0,78	1,14	(1,15)
Danjon (1933)..............	0,90	0,78	1,22	1,08
Valeur adoptée (dist. 5,0)..	0",90	0",81	1",20	1",08
Diamètre (en km).........	3300	2900	4400	3900
Densité....................	4,7	3,6	3,4	2,7
Albedo intégral............	0,19	0,46	0,25	0,05

Un mémoire détaillé sera publié aux *Annales d'Astrophysique*.

2. — Possibilité d'un ferromagnétisme de l'acétate de nichel aux très basses températures;

par B. Mainié.

(Bernard Mainié, qui s'annonçait comme un excellent physicien, a été emporté par la maladie peu après l'achèvement de son travail. Celui-ci a été présenté par M. G. Foex.)

Les chlorures anhydres du nickel, du cobalt et du fer ferreux possèdent, à des températures inférieures à leur point de Curie θ, certaines propriétés qui les rapprochent des ferromagnétiques; ils présentent de l'hystérèse et l'anomalie caractéristique de la chaleur spécifique au voisinage de θ. Ces trois composés possèdent un même réseau hexagonal; ils se ressemblent par une extrême dureté magnétique, la saturation ne se manifestant pas encore dans un champ de 20 000 gauss.

Cette absence de saturation a fait penser que leurs propriétés relèvent non pas du ferromagnétisme, mais d'une nouvelle forme de l'aimantation : le « métamagnétisme ».

Pour élucider la nature des phénomènes observés il serait intéressant d'étudier des composés très différents des chlorures. Les sels à θ positif sont rares. Toutefois il résulte d'un travail de Bhatnagar et de ses collaborateurs [1] que quelques sels organiques du nickel et du cobalt ont probablement un θ positif élevé. Ainsi, pour l'acétate de nickel, θ serait voisin de 53° K; pour le benzoate, de 101° K.

Ces valeurs sont surprenantes dans des composés où les atomes magnétiques sont si dilués : dans l'acétate un seul atome sur 15 est magnétique dans le benzoate 1 sur 29. Une répartition très particulière des atomes de nickel peut seule expliquer la valeur élevée de θ, par exemple une répartition par plans ou en files. Avant de chercher une explication de ce genre, il y avait lieu de confirmer le résultat de Bhatnagar. C'est à quoi B. Mainié s'est appliqué.

Un acétate de nickel très pur a été déshydraté à 110° jusqu'à poids constant. Son coefficient d'aimantation a été mesuré à 11 températures comprises entre 17 et 100° C, avec des erreurs inférieurs à 3/1 000e. Les résultats obtenus obéissent à la loi de Weiss avec $\theta = 56°\,K \pm 5°$ et, pour Ni", un moment de 15,1 magnétons de Weiss. Ces nombres s'accordent bien avec ceux de Bhatnagar : 53° K et 15,0 magnétons.

Il vaut donc la peine d'étudier, pour les composés en question : d'une part la répartition des atomes magnétiques, d'autre part les propriétés magnétiques aux basses températures. Il est probable que l'on obtiendra ainsi des données nouvelles au sujet du problème délicat du ferromagnétisme des sels au-dessous de leur point de Curie.

[1] *Phil. Mag.*, 1938, 25, p. 234.

Le Gérant : Maurice Blondin. 121836 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1945.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 20 AVRIL 1945.

Présidence de M. G. RIBAUD.

Le procès-verbal de la séance du 16 mars est adopté.

M. le PRÉSIDENT fait part du décès de MM. JACOB et DITISHEIM, survenus en 1942 et de celui de M. G. BRUHAT, Directeur-adjoint de l'École Normale supérieure.

A l'occasion de la mort de M. G. BRUHAT, M. le PRÉSIDENT prononce l'allocution suivante :

Dans notre première séance de l'année 1945, nous formulions des vœux pour le retour prochain, au milieu de nous, des Membres de la Société française de Physique déportés en Allemagne. Hélas ! tous ne devaient pas revenir !

Les bagnes nazis viennent à peine d'ouvrir leurs portes que déjà nous arrive la triste nouvelle du décès de notre maître et ami, Georges Bruhat.

Après de brillantes études au Lycée, reçu premier à l'École Polytechnique et à l'École Normale supérieure, Bruhat entraît dans cette dernière école; reçu premier à l'Agrégation de Physique, il terminait sa thèse en 1914, à la veille de la guerre. Mobilisé au front jusqu'en 1918, nommé maître de conférences, puis titulaire de la chaire de Physique à l'Université de Lille, il devait terminer sa carrière universitaire à l'Université de Paris. Appelé pendant de longues années au poste de directeur-adjoint de l'École Normale supérieure, Georges Bruhat sut y conquérir l'estime et l'affection de ses élèves auxquels il se consacrait avec le plus entier dévouement.

Depuis le honteux armistice de 1940, il avait réussi à faire de l'École Normale un centre actif de résistance à l'occupant nazi; emprisonné une première fois, puis relâché, il était arrêté une seconde fois par la Gestapo quelques semaines avant la libération de Paris. Déporté à Buchenwald, il y trouvait la mort peu de temps après son arrivée.

La Science et l'Université françaises perdent en lui un chercheur de haute classe, allié à un remarquable professeur. Chacun de nous connaît ses belles recherches sur la polarisation rotatoire et sur le dichroïsme rotatoire; son érudition dans ce domaine s'est traduite par un très beau traité de polarimétrie qui fait actuellement autorité. Ses dons pédagogiques étaient très remarquables et tous nos étudiants de licence ont apprécié son Cours de Physique générale en quatre volumes, qui reste une merveille de concision, de clarté et de rigueur.

Enfin, ses hautes qualités administratives lui valaient d'être très écouté dans les nombreuses Commissions qu'il animait de son autorité, dans les Conseils de Faculté auxquels il apportait son esprit de clarté et un inlassable dévouement.

A Mme Bruhat, à ses enfants, qui, pendant de trop longs mois ont vécu des heures douloureuses d'attente et d'espoir, nous voudrions traduire nos sentiments d'entière et respectueuse sympathie et apporter les condoléances émues de notre Société française de Physique.

Les demandes d'admission suivantes sont présentées, sur lesquelles il est statué de suite :

Sont admis comme membres de la Société française de Physique :

MM. DRATZ (Marcel), Ingénieur diplômé de l'Institut d'Optique, Collaborateur scientifique au Centre de Recherches scientifiques de Marseille, 66, rue Saint-Sébastien, à Marseille (Bouches-du-Rhône), présenté par MM. L. Sackmann et C. Jausseran.

GUÉNARD (Pierre), Ingénieur au Laboratoire de Recherches de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil, 27, rue Cambon, à la Garenne-Colombes (Seine), présenté par MM. P. Warnecke et M. Ponte.

RILEY (Dennis), Délégué scientifique du British Council, 28, avenue des Champs-Élysées, Paris (8e), présenté par MM. J. Cabannes et J. Wyart.

Les communications suivantes ont été faites en séance :

1. *Les théories modernes de l'électrolyse*, par M. R. Audubert.

2. *Photométrie homochrome de précision; présentation d'un appareil utilisant une photopile au sélénium*, par M. J. Terrien.

3. *La théorie statistique de la turbulence*, par M. Bass.

1. — Les théories modernes de l'électrolyse;

par M. R. Audubert.

Laboratoire de Chimie-Physique
et d'Électrochimie de l'École des Hautes-Études.

La connaissance des phénomènes électrolytiques est liée à celle du mécanisme de la surtension. En tenant compte de l'énergie d'activation des ions (correspondant principalement à la déshydratation) et en admettant qu'une fraction de l'énergie due au champ électrique peut se retrancher de cette énergie d'activation, on obtient, entre l'intensité du courant d'électrolyse et la surtension, une relation qui est vérifiée quantitativement ($\overline{OH}$, $\overleftarrow{N_3}$, $\overline{Cl}$, H^+, $\overset{++}{Cd}$, $\overset{++}{Co}$, $\overset{++}{Fe}$, $\overset{++}{Ni}$, $\overset{++}{Hg_2}$, $\overset{++}{Hg}$, $\overset{++++}{Po}$).

L'influence de la température qui est conforme aux exigences de la théorie permet de déterminer les valeurs relatives des énergies d'activation des ions.

2. — Photométrie homochrome de précision; présentation d'un appareil utilisant une photopile au sélénium;

par M. J. Terien.

Bureau international des Poids et Mesures.

Présentation d'un photomètre à photopile, qui se substitue au photomètre visuel sur un banc, pour la comparaison en intensité lumineuse de deux lampes étalons fonctionnant à la même température de couleur. En photométrie visuelle, on réalise l'égalité de brillance avec une erreur probable relative de 0,0025; une moyenne exacte à 0,001 près ne peut être garantie qu'après une centaine de pointés. Si le récepteur est photoélectrique, on doit l'exposer successivement aux éclairements à comparer, et constater leur égalité par l'identité des réponses du récepteur, dont on s'assure par des mesures électriques. La photopile, par sa simplicité d'emploi, l'absence d'ampoule de verre, la planéité de sa surface, nous paraît préférable à tout autre récepteur; elle n'est pas un instrument fidèle, il est vrai : il n'y a pas de relation bien définie entre l'éclairement et le courant photoélectrique; mais on peut remédier à ce défaut par une application stricte des méthodes générales bien connues des métrologistes.

Divers auteurs ont utilisé une, ou deux photopiles : citons Lange, Gleason (1932), Ribaud et Djoudat (1937), Wilson (1939), Mac Grégor-Morris et Stainsby (1941). Dans notre appareil, on n'emploie qu'une photopile, dont on mesure le courant de court-circuit. Elle peut prendre deux positions, par une rotation autour d'un axe vertical, et s'offrir alternativement aux deux éclairements à comparer. Son mouvement est automatique, ce qui assure une grande fidélité mécanique; il est effectué avec une fréquence qui n'est limitée que par le temps d'indication du galvanomètre. L'appareil peut se substituer rapidement au photomètre visuel, ce qui permet le contrôle mutuel des deux méthodes, sur le même banc, pour les mêmes lampes, sans que rien d'autre ne soit modifié.

L'erreur probable d'une mesure est d'environ 0,0001; le résultat, comparé à la moyenne de 80 mesures visuelles, moyenne dont l'incertitude est de l'ordre de 0,001, n'en diffère que d'une quantité inférieure à 0,001.

Rappelons qu'une sensibilité photométrique de 0,0001 serait illusoire si les erreurs relatives n'étaient inférieures à 0,000 05 sur les distances lampe-photomètre, et à 0,000 02 sur la différence de potentiel appliquée aux lampes. Cette précision est atteinte, effectivement, au Bureau International des Poids et Mesures.

Une différence de quelques degrés entre les températures de couleur des deux lampes est sans importance : avec les photopiles utilisées, on commet une erreur de 1 pour 100 lorsque cette différence est 300°.

Deux mesures successives d'intensité lumineuse, avec deux filtres colorés, l'un rouge, l'autre bleu vert, permettent de constater l'égalité de deux températures de couleur à 1 ou 2° près.

3. — La théorie statistique de la turbulence;

par J. Bass,

Ingénieur au Service des Recherches aéronautiques.

Depuis quelques années, la théorie statistique de la turbulence a fait de grands progrès, grâce aux travaux de l'École française, représentée par MM. Wehrlé, Dedebant, Kampé de Fériet et leurs collaborateurs. Ces travaux n'ont pas été seulement des travaux de laboratoire. La turbulence atmosphérique, sous toutes ses formes, a été largement mise à contribution, offrant une mine inépuisable d'observations faites dans les conditions les plus diverses et une très grande variété de procédés de mesure et d'enregistrement.

La turbulence superpose à l'écoulement moyen une agitation irrégulière, ce qui suggère d'en faire l'étude par des procédés statistiques. Dans la *théorie de Taylor*, on définit les grandeurs macroscopiques par des *moyennes dans le temps* des grandeurs d'agitation. Malgré ses succès incontestables, cette théorie n'est pas entièrement satisfaisante. Ses règles de calcul conduisent à des contradictions. Elle ne permet pas d'autre part de faire la distinction entre les mouvements franchement turbulents et les mouvements d'oscillations périodiques tels que la houle trochoïdale, ce qui enlève toute signification statistique à la fonction de corrélation de Taylor. Enfin, il est peu satisfaisant de représenter, comme le fait Taylor, la vitesse d'agitation, dont les variations sont si brusques, par une fonction dérivable du temps, et le procédé de calcul des moyennes dans le temps ne s'applique pas aux enregistrements par pointés.

Dans la nouvelle théorie, on fait abstraction de l'enchaînement chronologique des valeurs d'une grandeur d'agitation, telle qu'une composante u de la vitesse en un point, et on la considère comme une *variable aléatoire, fonction aléatoire du temps et du point*. On est donc conduit à introduire une fonction de répartition $f(u, v, w; x, y, z, t)$ qui définit la probabilité pour que les composantes de la vitesse au point x, y, z aient, à l'instant t, des valeurs voisines de u, v, w et qui permet de calculer le tenseur de corrélation des composantes de la vitesse, même dans le cas d'un enregistrement par pointés.

Mais cette notion de *champ aléatoire de vitesses* ne suffit pas à faire l'analyse complète de la turbulence. Il est nécessaire de se faire d'un fluide une image plus élevée, en le considérant comme un *corpuscule aléatoire*, c'est-à-dire comme un point dont les coordonnées sont des fonctions aléatoires du temps. Cette conception est presque intuitive dans le cas d'un gaz de molécules, où l'épreuve statistique consiste simplement à suivre le mouvement d'une molécule. Elle s'étend à toutes les catégories de fluides turbulents, même lorsque la notion d'épreuve élémentaire n'est pas aussi concrète. Elle exprime en somme simplement qu'un fluide est une collectivité d'éléments, présentant le caractère continu à une échelle convenable.

On démontre que la notion de corpuscule aléatoire contient celle de champ aléatoire de vitesse.

Si ρ est la densité du gaz, le produit $F = \rho f$ est la densité

de probabilité conjuguée des composantes de la position et de l'impulsion du corpuscule. F vérifie une *équation de structure* de la forme

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \Sigma u \frac{\partial F}{\partial x} + \Sigma \frac{\partial}{\partial u}(XF) = D(F),$$

où X est la densité de force extérieure et D un opérateur caractéristique du genre de milieu considéré. La théorie du transfert de Boltzmann s'applique à des formes très générales d'opérateur D et conduit à l'*hydrodynamique* et à la *thermodynamique* de la turbulence.

La notion de corpuscule aléatoire montre ensuite que les lois de probabilité en un point et à un seul instant ne suffisent pas à définir la turbulence, et permet de faire une *classification rationnelle des grandeurs caractéristiques d'un écoulement turbulent en un point*, ce sont :

1° Les *corrélations du champ de vitesses* (tenseur de corrélation des composantes des vecteurs vitesse *en deux points à deux instants* distincts).

2° Les paramètres de *diffusion* turbulente.

Taylor et von Karman ont déjà fait des mesures de certaines de ces grandeurs (sans cependant penser à la corrélation différée dans le temps), mais n'ont jamais montré qu'il fallait les faire toutes à la fois, sous peine de n'avoir qu'une description incomplète de la turbulence, soumise à la fantaisie de chacun. Leur théorie est insuffisante et manque d'unité.

Signalons enfin que la théorie des fonctions aléatoires fait retrouver, d'une façon extrêmement intéressante, la notion de *spectre*, comme simple conséquence d'hypothèses statistiques très générales et de théorèmes généraux sur les fonctions aléatoires stationnaires.

Des *instruments de mesure statistiques* ont déjà été réalisés ou sont en étude à l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille et à l'Office National météorologique. Ils sont destinés à fonctionner pour le moment avec l'anémomètre à cellule photoélectrique. Un programme de recherches est à l'étude pour développer ces mesures avec divers types d'anémomètres, à diverses échelles et dans les milieux fluides les plus divers (souffleries de tous types, atmosphères). Quelques expériences de diffusion de fumée ou de bulles de savon ont déjà été réalisées soit dans l'atmosphère, soit en soufflerie (à l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille). Là aussi, l'échelle de la turbulence, fixée dans une certaine mesure par les dimensions des particules de fumée), joue un rôle essentiel.

L'objet des recherches entreprises est, avant tout, de qualifier avec rigueur la turbulence *libre*, ce qui permettra ensuite d'avoir des critères de comparaison des souffleries entre elles et avec l'atmosphère. On espère, en même temps, obtenir des renseignements précis sur la forme analytique des fonctions qui interviennent dans la description de la turbulence, c'est-à-dire sur les lois de la turbulence.

Une fois déblayé ce cas simple et fondamental, on passera à l'étude de phénomènes plus compliqués de turbulence non homogène, où interviennent les obstacles solides, et l'on essaiera d'interpréter les différentes méthodes empiriques d'étude et de mesure de la turbulence, ainsi que les lois empiriques du frottement turbulent et de la couche limite.

SÉANCE DU 18 MAI 1945.

Présidence de M. G. Ribaud.

Le procès-verbal de la séance du 20 avril est adopté.

M. le Président fait part du décès de :

M. Eugène Raymond, Directeur honoraire des Ateliers de la Compagnie des Messageries maritimes, à Marseille;

M. Brazier, Directeur de l'Observatoire du Parc Saint-Maur, mort en décembre 1943;

M. Louis Cartan, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Poitiers, mort en Allemagne en 1943.

Un certain nombre de physiciens anglais illustres sont décédés dans les dernières années, dont quelques-uns Membres de la Société :

Sir J. J. Thomson, mort à Cambridge, en 1940;

Sir Joseph Larmor, mort en Irlande, en 1942.

La Société française de Physique adresse ses condoléances aux familles de ces Sociétaires décédés.

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes, sur lesquelles il est statué de suite :

Sont admis comme membres de la Société :

Mlle Colson (Hélène-Marie-Madeleine), Agrégée des Sciences physiques, au Laboratoire de Physique de la Direction générale de l'Intendance du Ministère de la Guerre, 35, rue d'Assas, Paris (6e), présentée par MM. J. Cabannes et M. Vacher.

Mme Weill (née Adrienne Brunschvicg), chargée de Recherches scientifiques par le Ministère de la Production industrielle, à l'École de Physique et Chimie, 10, rue Vauquelin, Paris (5e), présentée par Mlle S. Veil et M. Frilley.

MM. Bass (Jean-Michel), Ingénieur de l'Air, 6, rue Rochambeau, Paris (9e), présenté par MM. H. Bauer et P. Vernotte.

Castaing (Mary), Professeur au Lycée, 42 *bis* rue de Patay, à Bordeaux (Gironde), présenté par MM. A. Rousset et P. Loudette.

Dereix (Marc), Ingénieur-Constructeur, 12, place de la Bastille, Paris (11e), présenté par MM. J. Baurand et M. Pauthenier.

Dupeyrat (René-Pierre-André), Licencié ès sciences physiques, au Laboratoire de Physique de la Direction générale de l'Intendance du Ministère de la Guerre, 34, rue Sarrette, Paris (14e), présenté par MM. J. Cabannes et M. Vacher.

Lutz (André), Agrégé préparateur à l'École Normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris (5e), présenté par MM. J. Baurand et M. Pauthenier.

Nisolle (Léon-Jules), Professeur à l'École Centrale des Arts et Manufactures, 195, rue du Faubourg-Saint-Denis, Paris (10e), présenté par MM. G. Ribaud et A. Nessi.

Raoult (Gaston), Agrégé préparateur à l'École Normale supérieure, 326, rue Saint-Jacques, Paris (5e), présenté par MM. J. Baurand et M. Pauthenier.

Roulleau (Maurice), Docteur ès sciences, Chef de la Section Physique générale au Service des Recherches aéronautiques, 8, avenue Théophile-Gautier, Paris (16e), présenté par MM. P. Vernotte et M. Aubert.

Godefroy (Alain-Jean-Robert), Ingénieur radioélectricien, Chef de Laboratoire à la S.A.D.I.R., Villa Apta, Sente des Épinettes, à Triel (Seine-et-Oise), présenté par MM. J. Bricard et A. Kastler.

Service « Recherches et documentation » des Transmissions militaires, 51 *bis*, boulevard de Latour-Maubourg, Paris (7e), présenté par MM. P. Besson et M. Jouguet.

Les communications suivantes ont été faites en séance :

1. *Limite de séparation visuelle dans un instrument entaché d'aberration sphérique*, par M. Françon.

2. *Régulation automatique et enregistrement*, par M. Le Blan.

1. — Limite de séparation visuelle dans un instrument entaché d'aberration sphérique;

par M. Françon.

Institut d'Optique.

En tenant compte des phénomènes de diffraction, nous avons calculé la limite de séparation d'un instrument aberrant associé à l'œil. Le test choisi est la mire de Foucault et nous admettons qu'il y a limite de séparation lorsque le contraste de l'image de la mire est égal au minimum de contraste perceptible par l'œil supposé optiquement parfait. Nous avons pu en déduire une étude théorique — avec vérifications expérimentales — des questions suivantes :

1° Position du plan de mise au point en fonction de l'aberration instrumentale et du contraste de la mire objet;

2° Tolérance à l'égard de l'aberration sphérique de l'instrument lorsque le grossissement est tel que la pupille de sortie (c'est-à-dire la pupille utile de l'œil) soit suffisamment petite pour que les défauts de structure de la rétine soient négligeables;

3° Même problème pour les grandes pupilles en faisant intervenir les défauts de la structure rétinienne.

2. — Régulation automatique et enregistrement;

par M. Le Blan.

Laboratoire d'essais du Conservatoire des Arts et Métiers.

Intérêt des applications aux laboratoires de recherches des régulateurs automatiques et enregistreurs de précision sur papier ordinaire. Possibilités actuelles de l'industrie sur ce point. Nécessité d'une étude plus rationnelle des régulateurs de précision et exposé des méthodes qui la permettent. Possibilités des régulateurs et enregistreurs électroniques.

SÉANCE DU 15 JUIN 1945.

Présidence de M. A. Cotton.

Aucune observation n'étant présentée à propos des communications faites à la dernière séance, le procès-verbal de la séance du 18 mai est adopté.

M. le Président fait part du décès de :

M. Jean Carpentier;

M. A. Jobin, ancien trésorier de la Société, membre du Bureau des Longitudes;

M. de Camas, sénateur du Morbihan;

M. Vlès, professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg, décédé pendant le voyage de déportation en Allemagne.

Les condoléances de la Société sont adressées aux familles.

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est statué de suite :

Sont admis membres de la Société française de Physique :

Mlle Flamant (Françoise), Ingénieur à l'Institut d'Optique, 148, avenue de Wagram, Paris (17e) présentée par MM. A. Arnulf et P. Fleury.

MM. Bonnemay (Maurice), Chargé de Recherches au Centre national de la Recherche scientifique, 50, allée de Montfermeil, Le Raincy (Seine-et-Oise), présenté par MM. E. Darmois et F. Bedeau.

Dubois (P.), Directeur du Centre d'Études des Matières plastiques, 54, avenue Marceau, Paris (8e), présenté par MM. J. Langevin et J. Wyart.

de Brem (F.-Régis), Licencié ès sciences, 51, rue de Varenne, Paris (7e), présenté par MM. M. de Broglie et M. Pauthenier.

Laboratoires de Bellevue du Centre National de la Recherche scientifique, 1, place Aristide-Briand, à Bellevue (Seine-et-Oise), présentés par MM. A. Cotton et M. Pauthenier.

Les communications suivantes sont faites en séance :

1. *Erreurs locales photométriques et inégalités d'épaisseur des couches photographiques*, par M. G. de Vaucouleurs.

2. *Deux séries d'expériences sur les condensateurs électrolytiques*, par M. G. Raoult.

3. *Étude des plissements de sillage par les lignes isochrones*, par M. F.-J. Bourrières (Projection de 14 photographies.)

1. — Erreurs locales photométriques et inégalités d'épaisseur des couches photographiques;

par M. G. de Vaucouleurs.

Laboratoire des Recherches physiques, Sorbonne, et Institut d'Astrophysique.

D'après une théorie couramment admise, les inégalités de noircissement (erreurs locales) d'une plaque photographique exposée à un éclairement uniforme, seraient dues aux inégalités d'épaisseur de la couche sensible, celles-ci étant, elles-mêmes, occasionnées par les défauts de planéité de la surface du support.

Or, une étude photométrique et interférentielle directe de plaques photographiques montre qu'il n'existe aucune corrélation permanente ni entre les défauts de planéité du support et les inégalités d'épaisseur de la couche, ni entre ces dernières et les erreurs locales du noircissement.

L'étude microscopique de la répartition des grains d'argent en profondeur dans l'image développée, permet de rendre compte aisément de ces résultats.

La théorie des « erreurs d'épaisseur de couche » est donc inacceptable dans le domaine des densités usuelles en photométrie photographique.

2. — Deux séries d'expériences sur les condensateurs électrolytiques;

par M. G. Raoult.

École Normale supérieure.

Rappel de la constitution et de la formation des divers condensateurs électrolytiques. Tension d'illumination et tension d'étincelles. Étude spectroscopique de la lueur anodique, qui donne un spectre continu et des raies de l'oxygène I.

Étude expérimentale de la variation de la tension d'étincelles avec la résistivité de la solution électrolytique et courbes représentatives.

A partir d'une hypothèse simple sur le fonctionnement, un calcul donne, comme loi représentative pour les courbes précédentes, une fonction homographique, ce qui semble vérifié.

3. — Étude des plissements de sillage par les lignes isochrones (projection de 14 photographies);

par M. F.-J. Bourrières.

Docteur ès sciences.

Historiquement, les glaciers ont révélé leur marche par la déformation d'une ligne droite de piquets plantés à leur surface.

L'auteur a photographié ce que devient une ligne droite d'encre, tracée dans l'eau immobile, à sa traversée par divers obstacles, et à diverses vitesses uniformes.

Le mystère de l'alternance spontanée de sillage s'est laissé pénétrer.

La naissance de la turbulence a manifesté ses détails.

SÉANCE DU VENDREDI 16 NOVEMBRE 1945.

Présidence de M. G. Ribaud

Le procès-verbal de la séance du 15 janvier est adopté.

M. le Président souhaite la bienvenue à M. le Professeur Landsberg de l'Université de Moscou qui doit prendre la parole au cours de la séance.

M. le Président prononce l'allocution suivante :

Mesdames,
Messieurs,

Depuis notre dernière séance, la liste des membres de la Société française de Physique, victimes de la barbarie allemande, s'est allongée de façon tragique : nous avons eu la douleur d'apprendre, au cours de ces trois derniers mois, la triste nouvelle du décès de quatre physiciens morts en déportation : Henri Abraham, Louis Cartan, Paul Sacerdote et Fred Vlès.

Il est à peine besoin de rappeler le passé scientifique de notre Maître Henri Abraham, dont nous fêtions le jubilé peu de temps avant la guerre. Henri Abraham a donné plus de 50 ans de sa vie à l'École Normale à laquelle il s'était consacré corps et âme; c'est à lui que l'École Normale doit l'étude et l'édification de très beaux laboratoires construits quelques années avant la guerre; c'est à lui que plus de 30 générations de normaliens physiciens doivent leur formation scientifique; qui de nous n'a connu et apprécié son remarquable ouvrage modestement intitulé *Expériences de Physique*, qui a rendu tant de services à l'enseignement secondaire. Dans ses fonctions de Secrétaire général de notre Société française de Physique, fonctions qu'il a exercées pendant plus de quinze années, notre Maître a fait preuve d'un dévouement admirable; il serait trop long de donner ici la liste des publications éditées sous son impulsion, il me suffira de rappeler que c'est à lui que nous devons le *Recueil de Constantes physiques*, édité par notre Société.

Physicien remarquable, expérimentateur d'une extrême habileté, Henri Abraham a apporté à de multiples problèmes d'électricité et de radioélectricité des solutions d'une rare élégance; nous citerons, en particulier, son électromètre absolu, son rhéographe pour l'étude des courants variables, son multivibrateur. Ardent patriote, confident et ami du Général Ferrié, au cours de la guerre 1914-1918 et pendant les années qui ont suivi, il a apporté aux services de la Radiotélégraphie militaire une collaboration des pus précieuses; il a participé aux mesures de la différence de longitude entre Paris et Washington et imaginé, à cette occasion, des appareils d'enregistrement des signaux qui, tous, portaient la marque de son originalité.

Bien qu'atteint par l'âge de la retraite, il continuait à la veille de la dernière guerre ses recherches au Laboratoire de l'École Normale, entouré de ses anciens élèves et collaborateurs dévoués. Le chemin de l'exode l'a amené, avec sa famille, à Bordeaux avec le Centre national de la Recherche scientifique, puis en zone libre. Peu de temps après l'occupation de cette zone par l'armée allemande, Henri Abraham était arrêté par la Gestapo et déporté en Allemagne. Il ne devait plus, hélas, revenir; ni ses mérites scientifiques, ni son âge, ne lui ont valu de trouver grâce devant les brutes nazies. La France perd en lui un de ses savants les plus écoutés, un de ses serviteurs les plus dévoués.

Devant un tel deuil, le silence s'impose; mais du moins voudrions-nous, au seuil de notre première séance, faire ensemble le serment de travailler de tout notre cœur pour que de telles cruautés ne se renouvellent plus. Je serai certainement votre interprète en apportant, à Mme Abraham et à sa famille, nos condoléances respectueuses et l'expression de notre douloureuse sympathie.

Avec Louis Cartan disparaît un de nos jeunes physiciens les plus brillants. Élève de Maurice de Broglie, dans le laboratoire duquel il avait fait une thèse très remarquée, Louis Cartan avait été nommé à la veille de la guerre Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Poitiers. Arrêté dans cette ville par la Gestapo, en 1941, emprisonné à Poitiers, puis à Paris, puis déporté dans les géôles nazies, Louis Cartan a été exécuté après plus de deux années de détention. Sa famille et ses amis, restés sans nouvelles de lui pendant près de deux ans, n'ont connu sa mort qu'après la capitulation de l'Allemagne. Agé de 35 ans seulement, Louis Cartan laisse une veuve et trois enfants en bas âge.

A toute sa famille, à son père M. Élie Cartan, à sa mère, à son frère notre collègue Henri Cartan, à sa femme et à ses enfants, nous adressons l'expression de notre indignation et le témoignage de notre sympathie attristée.

Paul Sacerdote a consacré une vie entière de labeur à l'enseignement secondaire, dans lequel il a enseigné avec succès pendant plus de trente années. Notre Société française de Physique lui doit une collaboration très féconde, aux côtés de notre Maître regretté Henri Abraham, dans l'élaboration du *Recueil de Constantes physiques* de la Société. Victime des lois racistes, déporté en Allemagne, Paul Sacerdote y a trouvé la mort. Nous ne manquerons pas de transmettre à sa famille les condoléances de notre Société.

Au début de l'année, nous formulions des vœux pour les membres de la Section Strasbourgeoise de notre Société, déportés en Allemagne et dont nous espérions le retour. Tous, hélas, ne sont pas revenus.

Fred Vlès, ancien élève de la Sorbonne, professeur de Physique biologique à la Faculté des Sciences, puis à la Faculté de Médecine de Strasbourg, s'était fait un nom par ses recherches et ses publications dans le domaine de la Physique biologique. Arrêté par la Gestapo à Clermont-Ferrand, il est mort d'étouffement dans le wagon qui le transportait en Allemagne. Au deuil de Mme Vlès, de son fils et de l'Université de Strasbourg, nous tenons à associer notre Société de Physique.

A cette liste de disparus nous avons la douleur d'ajouter le nom d'un grand ami de la France, ami des beaux jours comme des heures sombres, celui du Professeur Blas CABRERA, mort à Mexico le 1er août dernier.

Auteur de remarquables travaux dans le domaine du magnétisme, le Professeur Cabrera a gardé, toute sa vie, un contact scientifique avec les milieux scientifiques français dans lesquels il comptait ses meilleurs amis : Pierre Weiss, Paul Langevin.

Nommé Professeur à l'Université de Madrid, en 1905, Membre de l'Académie des Sciences de Madrid, en 1910, il devenait, en 1935, Président permanent de cette Académie. Depuis 1928, il était Membre correspondant de l'Académie des Sciences de Paris. Nommé Membre du Comité International des Poids et Mesures en 1930, il en était devenu le Secrétaire en 1933. Farouche républicain, il s'était exilé volontairement d'Espagne à la fin de 1936 pour échapper à la dictature franquiste, il avait choisi la France comme Patrie d'adoption. Obligé, en 1941, de renoncer à son poste de Secrétaire du Comité International des Poids et Mesures, il quitta la France pour le Mexique. Il ne devait plus revoir son pays, ni la France, à laquelle l'attachaient de très grands liens d'amitié.

Notre Société perd en lui un grand savant, un homme de caractère, dont la présence à nos côtés eut été infiniment souhaitable dans la difficile période actuelle de reconstruction du monde. Du moins avons-nous la consolation de garder au milieu de nous son fils, collaborateur dévoué du Bureau International des Poids et Mesures; nous lui demandons de bien vouloir accepter nos sentiments d'entière sympathie et nos condoléances émues.

A ces deuils, nous devons ajouter ceux qui ont été causés par les décès d'autres de nos Sociétaires que nous avons appris depuis juin dernier.

M. TOMBECK, ancien Secrétaire de la Faculté des Sciences de la Sorbonne, décédé en 1944.

M. COURTINES, ancien préparateur au Collège de France, décédé en avril 1945.

M. HÉMARDINQUER, ancien préparateur au P. C. N. décédé en octobre 1945.

M. CHAIR, professeur honoraire au Lycée Charlemagne.

M. AUBERT, Paul, professeur honoraire au Lycée Henri IV.

M. de BONY DE LAVERGNE, Colonel en retraite à Poitiers.

M. SARTIAUX, Ingénieur à la S. N. C. F.

A toutes les familles, nous adressons les regrets et les condoléances de la Société.

M. le PRÉSIDENT communique les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est statué de suite :

Sont admis comme membres de la Société française de Physique :

MM. FOEX (Marc), Chargé de Recherches au Centre national de la Recherche scientifique, 35, rue Gay-Lussac, Paris (5e), présenté par MM. G. Ribaud et A. Cotton.

LEBLANC (Maurice-Eugène), Licencié ès sciences, Directeur technique, 5, passage du Puits-Bertin, à Clichy (Seine), présenté par MM. A. Laborde et M. Leblanc.

LÉVY (Maurice), Licencié ès sciences, Chargé de Recherches au Laboratoire de Physique générale de la Faculté des Sciences d'Alger, 9, rue Guillaumet, à Alger, présenté par MM. F. Wolfers et L. Royer.

RIBAUD (Marcel), Chef de Bureau au Ministère des Finances, 18, rue Wurtz, Paris (13e).

TROMBE (Félix), Chargé de Recherches au Centre national de la Recherche scientifique, 7, rue Toullier, Paris (5e), présenté par MM. G. Ribaud et A. Cotton.

VALLOT (Jacques), Ingénieur civil des Mines, Directeur du Comité de Rédaction aux Éditions Albin Michel, 28 *bis*, rue de Civry, Paris (16e), présenté par MM. A. Berthelot et Denis Papin.

HORAK (ZDENĚK), Professeur à l'École Polytechnique, Prague II (Tchécoslovaquie), présenté par MM. Cabannes et Ribaud.

CENTRE D'ENSEIGNEMENT ET DE DOCUMENTATION DE LA RADIODIFFUSION FRANÇAISE, 27, rue de la Michodière, Paris (2e), présenté par MM. C. Gutton et P. Fleury.

SERVICE DES ÉTUDES ET RECHERCHES SCIENTIFIQUES DU MINISTÈRE DE LA MARINE, 2, rue Royale, Paris (8e), présenté par Mme Arditti et M. Y. Rocard.

SADIR-CARPENTIER (Société anonyme des Industries radio-électriques et Ateliers Carpentier).

SERVICE DOCUMENTATION, 101, boulevard Murat, Paris (16e), présenté par MM. R. Gallet et P. Marie.

Deux communications ont été faites au cours de la séance :

1. *La diffusion de la lumière par les forces intermoléculaires*, par M. LANDSBERGH, professeur à l'Université de Moscou.

2. *Ultramicrophotographie des particules en suspension dans l'air. Étude de leurs mouvements : chute, déplacement dans le champ électrique. Photophorèse. Électrophotophorèse. Magnétophotophorèse.* (Expériences et projection), par M. P. TAUZIN.

2. — Ultramicrophotographie des particules en suspension dans l'air. Étude de leurs mouvements : chute, déplacement dans le champ électrique, photophorèse, électrophotophorèse, magnétophotophorèse;

par M. Pierre TAUZIN.

I. PRÉAMBULE. — Dans des travaux antérieurs [1], j'ai décrit un dispositif permettant de photographier les mouvements des particules en suspension dans l'air, en les éclairant par un faisceau lumineux intense. Il s'agissait d'obtenir pour ces particules, les diamètres et les charges électriques, qui se déduisent respectivement de leurs vitesses de chute et de déplacement dans le champ électrique, à partir de formules connues. Pour interpréter les clichés, on avait dû tenir compte du fait que, outre la chute et le déplacement dans le champ électrique, les particules étudiées subissent la photophorèse longitudinale ou déplacement dans la direction du faisceau, dans un sens ou dans l'autre.

En réalité, certaines particules prennent, sous l'action d'un faisceau intense, des mouvements encore plus compliqués qu'une simple photophorèse longitudinale, et la méthode précédente, pour être générale, doit être complétée.

II. PHOTOPHORÈSE TRANSVERSALE, ÉLECTROPHOTOPHORÈSE ET MAGNÉTOPHORÈSES LONGITUDINALES ET TRANSVERSALES. — Ehrenhaft et ses élèves ont, en effet, signalé [2] que, outre la photophorèse longitudinale, on pouvait constater pour certaines particules, une photophorèse transversale, c'est-à-dire un déplacement perpendiculaire à la direction du faisceau lumineux. J'avais moi-même observé ce phénomène, lors de mes travaux précédents, dans quelques cas assez rares.

D'autre part, sous l'action du champ électrique ou du champ magnétique, l'intensité des photophorèses longitudinale et transversale peut être modifiée (2). Autrement dit, à côté de la photophorèse, existent parfois une électrophotophorèse et une magnétophotophorèse, qui peuvent avoir, l'une et l'autre, des composantes longitudinales et transversales.

L'électrophotophorèse exige, pour se manifester, la présence

simultanée d'un faisceau lumineux intense et d'un champ électrique. De même, la magnétophotophorèse exige la présence simultanée d'un faisceau lumineux intense et d'un champ magnétique. Dans les deux cas, le déplacement de la particule disparaît si l'on supprime le champ, ou si l'on diminue suffisamment l'intensité du faisceau lumineux à l'aide d'un verre absorbant.

III. Principe des méthodes proposées. — On conçoit que, pour les particules qui présentent les phénomènes précédents, la méthode d'analyse des divers mouvements déjà proposée n'est plus valable, car l'on ignore quelle est la direction de la force exercée sur les particules par le faisceau lumineux.

On doit donc poser, comme principe, de n'effectuer de mesures de vitesses de chute et de vitesses de déplacement dans le champ électrique qu'en l'absence de tout faisceau lumineux. Plus exactement ces mesures se feront pendant une interruption du faisceau de durée connue.

a. Étude d'une particule qui tombe en l'absence de champ électrique. — La particule est éclairée par un faisceau lumineux intense qu'on interrompt à intervalles réguliers. La trajectoire se compose de segments de droites tels que Aα, Bβ,

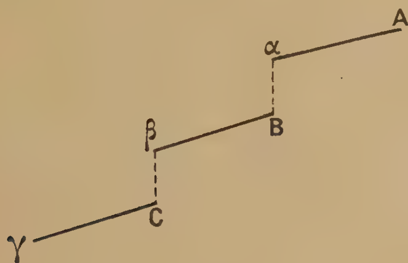


Fig. 1.

parcourus pendant un temps t' connu, séparés par des interruptions verticales αB, βC, de durée t également connue, au cours desquelles la particule n'est soumise qu'à la chute; la vitesse de chute est donc

$$\frac{\overrightarrow{\alpha B}}{t} = \frac{\overrightarrow{\beta C}}{t}.$$

b. Étude d'une particule soumise à la chute et à un champ électrique alterné. — Les particules, éclairées par un faisceau lumineux intense, tombent dans le champ de pesanteur et oscillent sous l'action d'un champ électrique alterné de direction connue. On interrompt le faisceau lumineux pendant le même temps t au cours de chaque demi-oscillation (*fig.* 2). Une oscillation complète telle que ABC comporte deux interruptions αβ et γδ de même durée, une sur chaque branche.

Si v_c est la vitesse de chute, et v_e la vitesse de déplacement dans le champ électrique, on peut écrire les deux équations

$$\vec{v}_c + \vec{v}_e = \frac{\overrightarrow{\alpha\beta}}{t},$$

$$\vec{v}_c - \vec{v}_e = \frac{\overrightarrow{\gamma\delta}}{t}$$

qui permettent de calculer $\vec{v}_c$ et $\vec{v}_e$.

c. Mesure simultanée du diamètre, de la charge électrique et de la densité. — Il s'agit de mesurer la vitesse de chute et la vitesse du déplacement dans le champ électrique pour la particule étudiée, puis de faire les mêmes mesures après que la particule a capturé une charge électrique élémentaire. Toutes ces déterminations sont exécutées conformément aux paragraphes *a* et *b* précédents.

Ces charges sont produites par ionisation de l'air à l'aide des rayons γ du radium. La capture de l'une d'entre elles se traduit dans la trajectoire de la particule, par un brusque changement de pente, qu'il est facile de distinguer de ceux produits à intervalles réguliers, par l'inversion du champ électrique.

d. Renseignements sur la photophorèse obtenus par les méthodes précédentes. — Les méthodes ci-dessus donnent, en outre, des renseignements sur la photophorèse.

La comparaison des vitesses que prend la particule pendant qu'elle est éclairée et pendant les interruptions du faisceau donne (§ *a*) la vitesse de photophorèse et (§ *b*) la vitesse d'électrophotophorèse.

e. Méthode générale. — On peut, théoriquement du moins, arriver à déterminer simultanément pour une même particule, les quantités *a*, *e*, δ et les vitesses de photophorèse, d'électrophotophorèse et de magnétophotophorèse.

Dans ce but, la particule éclairée par un faisceau intense est soumise successivement, pendant des intervalles de temps égaux, d'abord, uniquement à la chute, ensuite, à une série d'oscillations dans un champ électrique alterné (4 par exemple), ensuite à une série d'oscillations dans un champ magnétique alterné (4 par exemple), puis les mêmes phénomènes se reproduisent dans le même ordre. Chacune des demi-oscillations dans le champ électrique comporte une interruption du faisceaux pendant 1/3 de sa durée en son milieu. La période de chute comporte également une interruption. Pendant les

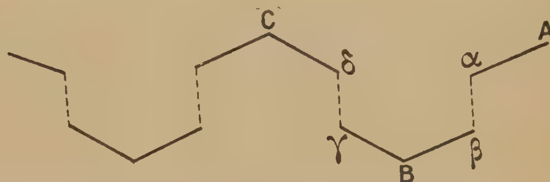


Fig. 2.

interruptions du faisceau, on mesurera la vitesse de chute et la vitesse de déplacement dans le champ électrique; on comparera ces vitesses avec les déplacements des particules en dehors des interruptions pour avoir les vitesses de photophorèse, d'électrophotophorèse et de magnétophotophorèse. La densité sera déterminée si l'on a eu la chance d'obtenir la capture d'une charge électrique élémentaire pendant les quelques oscillations de la particule sous l'action du champ électrique.

IV. Expériences. — *a. Observations sur un petit écran translucide carré de* 50 cm × 50 cm *de particules éclairées par deux faisceaux intenses de directions opposées.* — Les particules, contenues dans une cuve de verre munie d'électrodes [3] sont éclairées par deux faisceaux identiques superposés se propageant en sens inverse et issus de deux lampes à vapeur de mercure Philips SP 500, placées symétriquement par rapport à la cuve. Pour chaque lampe, la disposition et le système optique (prisme à réflexion totale et objectif de microscope) sont analogues à un dispositif déjà décrit [3]. Il en est de même du dispositif d'observation des particules, dont l'axe est placé à angle droit du faisceau d'éclairage. La photophorèse devrait, théoriquement, être annulée. Pratiquement, les particules subissent de petits mouvements dans la direction commune aux deux faisceaux, dans un sens ou dans l'autre, parce que les deux lampes à vapeur de mercure ne sont pas tout à fait identiques au cours de leur fonctionnement. Si l'on diminue l'intensité d'un des faisceaux en interposant un verre absorbant sur son trajet, les particules sont attirées par l'autre faisceau. Elles oscillent, si l'on atténue alternativement l'un et l'autre faisceau.

On peut aussi monter les expériences avec un seul faisceau. La photophorèse est fortement affaiblie dès qu'on diminue l'intensité du faisceau en interposant sur son trajet un verre légèrement absorbant, qui permet de voir toujours les particules sur l'écran.

On observe, en projection, par ces deux techniques, des particules qui présentent la photophorèse négative longitudinale (bleu de méthylène), la photophorèse positive longitudinale (noir d'acétylène, carbon black, fumées provenant de la combustion de l'essence de térébenthine), l'électrophotophorèse transversale dans un champ électrique perpendiculaire au faisceau (particules neutres de fumée d'arc au cuivre dans l'air), la magnétophotophorèse transversale dans un champ magnétique perpendiculaire au faisceau (particules de fumées d'arc au fer non sensibles à la photophorèse transversale, particules de limaille de fer). Dans toutes ces fumées, existent des particules qui, en l'absence de champ électrique ou magnétique, ont des déplacements perpendiculaires au faisceau lumineux (photophorèse transversale).

Pour rendre plus frappantes l'électrophotophorèse et la magnétophotophorèse, on a opéré avec des champs électriques et magnétiques alternés, perpendiculaires au double faisceau lumineux. L'électrophotophorèse et la magnétophotophorèse se traduisent alors par des oscillations des particules dont l'amplitude diminue de moitié lorsqu'on masque l'un des faisceaux; ces oscillations disparaissent à peu près complètement lorsque le faisceau qui subsiste est lui-même affaibli par un verre absorbant.

Le champ électrique vertical alterné est obtenu comme précédemment. Quant au champ magnétique vertical, il est produit par deux bobines de même axe placées l'une au-dessus, l'autre au-dessous de la cuve, et alterné à l'aide d'un inverseur à main.

b. Projection sur un petit écran translucide carré de 50 cm × 50 cm *de fumées de bleu de méthylène éclairées par le cratère positif d'un arc, de* 5 A *et observées dans une direction voisine de la direction d'éclairage.* — Cette expérience a été présentée à Marseille [4], mais on l'a améliorée.

Dans l'expérience primitive, le faisceau d'éclairage horizontal était renvoyé, par réflexion sur un miroir, dans une direction faisant environ 45° avec l'horizontale.

Dans le montage actuel, on a évité cette réflexion qui entraîne une perte de lumière. Pour cela, on a placé l'arc électrique et l'objectif, sur des supports appropriés, de façon que le faisceau pénètre directement dans la cuve en suivant la direction du faisceau réfléchi primitif. La projection est plus lumineuse.

Le reste du montage primitif a été conservé sans changement.

[1] Pierre TAUZIN, *Cahiers de Physique*, août 1943, nº **15**, p. 76; mars 1944, nº **19**, p. 2; nº **20**, avril 1944, p. 25.
[2] EHRENHAFT, *Annales de Physique*, 1940, **13**, p. 151.
[3] Pierre TAUZIN, *Cahiers de Physique*, mars 1944, nº **19**, p. 9.
[4] Pierre TAUZIN, *Cahiers de Physique*, août 1943, **15**, p. 78.

SÉANCE DU 21 DÉCEMBRE 1945.

Présidence de M. G. RIBAUD.

Aucune observation n'étant présentée à propos des communications faites à la dernière séance, le procès-verbal de la séance du 16 novembre est adoptée.

M. le PRÉSIDENT a le regret de faire part, à la Société, du décès de :

M. CHAIRY, professeur horonoraire du Lycée Jeanson-de-Sailly et de M. Ch. FABRY, Membre honoraire de la Société.

La vie et les œuvres de M. Fabry seront évoqués lors de la prochaine séance de la Société.

M. le PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est statué de suite.

Sont admis comme Membres de la Société française de Physique :

MM. GUELLAND (Charles), Maître de Recherches au Centre national de la Recherche scientifique, 19, boulevard Verd-de-Saint-Julien, à Bellevue (Seine-et-Oise), présenté par MM. A. Cotton et J. Wyart.

LITTAYE (Guy), Professeur au Lycée Hoche, Chemin des Lutins, à Ville-d'Avray (Seine-et-Oise), présenté par MM. J. Baurand et A. Foch.

LOISEAU (Louis-Marie-Jean), ancien Ingénieur de la Marine, Conservateur du Musée du Conservatoire des Arts et Métiers, 292, rue Saint-Martin, Paris (3e), présenté par MM. P. Fleury et Ribaud.

RÉMILLON (Robert), Élève à l'École spéciale de Mécanique et d'Électricité (Sudria), 35, rue Alain-Chartier, Paris (15e), présenté par MM. H. Bruck et A. Kastler.

SCHILTZ (Jean), Agrégé préparateur au Laboratoire de Physique de l'École Normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris (5e), présenté par MM. Y. Roccard et A. Kastler.

SOCIÉTÉ ANONYME HENRI WILD, Fabrique d'Instruments d'Optique pour la Géodésie, la Topographie et la Photogrammétrie, à Heerbrugg (Suisse), présentée par MM. A. Arnulf et A. Bayle.

Deux communications ont été faites à cette séance :

1. *Les oscillations dégénérées planes des molécules planes et le mouvement correspondant de l'ellipsoïde de réfractivité*, par M. A. KASTLER (École Normale supérieure).

2. *Sur la détermination cinématique de la Dureté à l'aide d'un cône*, par MM. P. DUBOIS et A. DUMEZ (Centre d'Études des Matières plastiques).

1. — Les oscillations dégénérées planes des molécules planes et le mouvement correspondant de l'ellipsoïde de réfractivité;

par M. A. KASTLER.

Parmi les oscillations fondamentales des molécules possédant un axe de symétrie d'ordre p, il y a des oscillations dégénérées dont la forme n'est pas entièrement définie. On peut distinguer les oscillations isophasiques et les oscillations cyclophasiques. Au cours des premières, les atomes d'un même groupe de symétrie exécutent des vibrations rectilignes en phase, mais d'orientations non symétriques et d'amplitudes en général différentes. Au cours des dernières, les atomes d'un même groupe décrivent des ellipses identiques et symétriques, mais avec un déphasage de $\frac{2\pi l}{p}$ d'un atome au suivant, p étant l'ordre de l'axe de symétrie et l un entier inférieur à p. La forme de ces ellipses cyclophasiques n'est pas déterminable par les seules considérations de symétrie, mais on peut toujours décomposer un mouvement elliptique en deux mouvements composants circulaires inverses d'amplitudes différentes. Les caractères de ces composantes circulaires inverses d'une oscillation dégénérée ont été précisées

par Brester. Leur intérêt réside dans le fait qu'elles sont entièrement définies par les éléments de symétrie de la molécule, alors que l'oscillation fondamentale qui résulte de leur superposition ne l'est pas. Le rapport d'amplitudes avec lequel il faut superposer les « composantes de Brester » pour obtenir une oscillation fondamentale, dépend, en effet, essentiellement des hypothèses faites sur la dynamique moléculaire. On peut prévoir la forme d'une oscillation de valence pure ou celle d'une oscillation de déformation pure. Ce sont des formes limites dont les formes réelles sont voisines. Application aux ions plans du type CO^3 et au noyau hexagonal.

Au cours d'une oscillation dégénérée isophasique, active dans l'effet Raman, l'ellipsoïde de réfractivité subit une déformation qui laisse constante la réfractivité moyenne et que nous appelons « déformation en croix ». Au cours de la forme cyclophasique de l'oscillation dégénérée, l'ellipsoïde, déformé de façon permanente, exécute autour de l'axe de symétrie un mouvement de pseudo-rotation avec une fréquence de rotation qui est moitié de la fréquence d'oscillation.

2. — Sur la détermination cinématique de la dureté à l'aide d'un cône;

par MM. P. Dubois et A. Dumez.

Parmi les différents pénétrateurs utilisés pour la détermination de la dureté, le cône est celui qui donne les résultats les plus simples. Nous avons adapté à une machine Chevenard à enregistrement graphique différents dispositifs permettant l'enregistrement dans des conditions variées de la courbe force-pénétration.

Les courbes obtenues sont des paraboles dans lesquelles la force F est liée à la pénétration p, par la relation $F = kp^2$. La constante k est, dans les conditions de l'expérience, indépendante de la vitesse de la pénétration, mais elle varie considérablement avec l'angle du cône. Cette constante peut servir à une définition de la dureté relative de différents solides quand on utilise le cône d'un angle au sommet conventionnellement choisi. On peut aussi considérer le travail effectué pour refouler l'unité de volume du solide.

On trouvera de plus amples renseignements sur la question dans une Note publiée aux *C. R. Acad. Sc.*, séance du 27 décembre 1944, **219**, pp. 669-671.

SECTION SUD-OUEST.

SÉANCE DU 15 MARS 1945.

Présidence de M. Cau.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Sur les cas exceptionnels de validité de la règle de Wiedemann* (projections), par M. R. Servant.

2. *Diffusion des rayons X par un cristal* (exposé préliminaire, avec présentation de cristaux et projections), par M. J. Laval.

1. — Sur les cas exceptionnels de validité de la règle de Wiedemann;

par Roger Servant.

L'inexactitude de la loi de Wiedemann (loi de proportionnalité des pouvoirs rotatoires naturel et magnétique) est maintenant bien établie (Darmois). Les résultats récents [1] sur les anomalies de rotation diamagnétique (qui ont une tout autre forme que les anomalies de rotation naturelle) en sont une preuve de plus.

Cependant, certains cas de validité ont été signalés par Disch, Lowry, Dahlen, Salceanu, Ingersoll, etc. et les études sur les corps paramagnétiques actifs en suggèrent d'autres. Il n'est donc pas sans intérêt d'examiner ces cas exceptionnels.

Pour les *composés diamagnétiques* actifs, l'auteur montre [2] que si leurs longueurs d'onde caractéristiques sont très en dehors du domaine spectral étudié, la règle de Wiedemann peut s'appliquer approximativement. Ainsi s'expliquent les résultats sur le quartz ou certains liquides dans l'infrarouge.

Dans le cas général, au contraire, la loi de Wiedemann n'a aucune raison d'être vérifiée et les « décalages » éventuels entre l'activité optique et la réfractivité en accentuent [2] encore l'inexactitude.

Pour les *composés paramagnétiques* actifs, l'auteur souligne l'identité de forme des anomalies de rotation naturelle et paramagnétique. Il en a expliqué les raisons théoriques [3] en appliquant aux bandes larges d'absorption sélective des liquides la théorie de Jean Becquerel et Ladenburg. Sa démonstration peut être facilement généralisée aux composés actifs. La loi de Wiedemann doit donc s'appliquer aux anomalies de rotation naturelle et paramagnétique lorsqu'elles sont simultanées. Il semble, d'après les résultats de Slack, Rudnick, Roberts et Adams, que ces conclusions soient valables pour la bande active (3800 Å) du sulfate de nickel hexahydraté.

En résumé, l'étude des cas exceptionnels de validité de la loi de Wiedemann fournit d'utiles renseignements sur l'activité optique et magnéto-optique des bandes d'absorption.

[1] A. Cotton et R. Servant, *C. R. Acad. Sc.*, 1942, **214**, p. 513.

[2] R. Servant, *C. R. Acad. Sc.*, 7 août 1944 et 19 février 1945.

[3] R. Servant, *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, p. 480.

2. — Diffusion des rayons X par un cristal;

par J. Laval.

Lorsque les conditions de la réflexion sélective ne sont plus satisfaites, un cristal diffuse encore les rayons X.

Cette diffusion est faible. Son étude exige des rayons X monochromatiques et un photomètre très sensible.

Elle varie avec l'orientation du cristal, l'angle de diffusion, la longueur d'onde λ de la radiation incidente. Pour la décrire, il convient de faire appel au réseau polaire et au vecteur de diffusion.

Soient deux vecteurs unitaires : l'un $\vec{u}$, de même direction et de même sens que le faisceau incident, l'autre $\vec{u}'$, de même direction et de même sens que le faisceau diffusé. Le vecteur de diffusion est

$$\vec{D} = \frac{\vec{u}'}{\lambda} - \frac{\vec{u}}{\lambda},$$

D a même origine que le réseau polaire. Lorsque son extrémité E coïncide avec un nœud $M(p, q, r)$ du réseau polaire, les

rayons X sont sélectivement réfléchis par les plans $[p, q, r]$ du cristal, le pouvoir diffusant est maximum. Lorsque E s'éloigne du nœud M, le pouvoir diffusant diminue rapidement. Néanmoins, il existe autour de chaque nœud du réseau polaire une zone de diffusion forte, telle que, si E se trouve dans cette zone, le pouvoir diffusant est grand.

La diffusion des rayons X par les cristaux est due, principalement, à l'agitation thermique des atomes. Elle varie avec la température. (*Voir* J. Laval, *Bull. de la Soc. franç. de Minéralogie*, t. **62**, 1939 et t. **64**, 1941.)

RÉUNION DU 26 AVRIL 1945.

M. H. Devaux présente la communication suivante :

L'hygroscopicité des lames minces;

par M. H. Devaux.

De nombreuses substances attirent la vapeur d'eau et la condensent, ce qui leur vaut le qualificatif de substances hygroscopiques. Cette fixation de molécules d'eau est particulièrement instructive quand on l'étudie sur des lames de substances étendues sur le mercure, car la fluidité du support permet un gonflement éventuel de la lame dans le sens tangentiel. Ce phénomène se produit en effet, c'est même un gros phénomène d'observation très facile, pour toutes les substances hygroscopiques capables de s'étendre sur le mercure. Toutes ces lames se dilatent en air humide et se contractent en air desséché, avec des variations de surface allant du simple au quadruple [1].

Or, il est évident que ces variations d'étendue dans le sens tangentiel ne peuvent être dues qu'à une intercalation de molécules d'eau entre les molécules de la substance, une véritable adsorption de l'eau. C'est, en effet, ce qui a été démontré, d'une manière inespérée, pour les lames de sulfate de cuivre, chez lesquelles la multiplication de la surface, qui serait théoriquement de 4,28, a été trouvée expérimentalement de 4,31 et 4,30 avec des variations notables, il est vrai. Pour toutes les autres substances réduites en lames minces, minérales ou organiques, le facteur de multiplication a été trouvé expérimentalement inférieur à la valeur qu'il aurait dans l'hypothèse de la fixation d'une couronne complète de molécules d'eau, ce qui montre que l'adsorption se fait toujours en couronne simple le plus souvent incomplète.

Un fait frappant est que l'eau ainsi fixée peut être expulsée par un simple rétrécissement artificiel de la lame, rendant les molécules jointives, ce qui ne peut être réalisé pour les substances hygroscopiques prises en masse (argile, papier, etc.). Grâce à cette facilité expérimentale d'obtenir des lames jointives sur le mercure, nous avons pu réaliser la mesure des diamètres des molécules de substances extrêmement variées. La teneur en eau des lames étendues au maximum est toujours suffisante pour les rendre fluides, même quand cette teneur est bien inférieure à celle d'une solution saturée de la substance (sulfate de cuivre, tyrosine, etc.).

D'autre part, il a été constaté que cette eau n'est que partiellement libre et capable de s'évaporer. Une partie fortement fixée subsiste même en air desséché. Cette eau, fortement liée, est comparable à l'eau liée des solutions, des argiles, etc.

Il existe donc un arrangement réciproque des molécules d'eau dans les lames monomoléculaires des substances hygroscopiques, et même autour d'une même molécule, les affinités latérales sont dissemblables, il y en a de faibles et d'autres fortes, fait bien établi en Chimie, mais nouveau en Physique.

Cet arrangement est, du reste, progressif, toutes les lames ont d'abord une hygroscopicité puissante qui leur fait prendre une extension maxima en air saturé, mais ensuite, elles se rétrécissent spontanément, même en air humide, expulsant ainsi une partie de l'eau fixée. Ce phénomène curieux tient certainement, au moins en partie, à un réarrangement tardif mettant les molécules en rapport plus complet avec le mercure et avec leurs voisines de même espèce.

[1] *C. R. Acad. Sc.*, 5 avril 1941, **212**, p. 588, *et Mém. Acad. Sc.*, 1942, **66**; *L'adsorption hygroscopique d'une couronne de molécules d'eau, etc.*

RÉUNION DU 17 MAI 1945.

Les communications suivantes ont été présentées:

1. *Diffraction cristalline des rayons X par les ondes élastiques*, par M. J. Laval.

2. *Analyse de la variation diurne du champ électrique terrestre*, par M. R. Guizonnier.

1. — Diffraction cristalline des rayons X par les ondes élastiques;

par M. J. Laval.

Lorsque les conditions de la réflexion sélective ne sont plus satisfaites, un cristal diffuse encore notablement les rayons X. La diffusion varie avec la température. C'est l'agitation thermique des atomes qui la provoque.

Les atomes d'un cristal sont au contact. Ils ne peuvent se déplacer indépendamment : leurs oscillations forment des ondes élastiques. *Les rayons X se réfléchissent sélectivement sur les plans d'onde élastique.* Si ν est la fréquence des rayons X incidents, ν' celle de l'onde élastique, les rayons X réfléchis ont la fréquence $\nu + \nu'$ ou $\nu - \nu'$. Il y a effet Raman.

Les ondes élastiques qui réfléchissent sélectivement les rayons X suivant une même direction sont en tout petit nombre : $6n$ si la maille élémentaire contient n atomes. Sur ces $6n$ ondes réfléchissantes, six seulements ont de grandes amplitudes : on les dit acoustiques, car elles prolongent les ondes sonores vers les hautes fréquences. Ce sont elles qui produisent la majeure partie de la diffraction. Si le cristal est convenablement orienté, les rayons X réfléchis dans la même direction sont rejetés en presque totalité par deux ondes acoustiques se propageant dans la même direction en sens inverse avec la même vitesse. L'intensité du faisceau réfléchi est alors déterminée par cette vitesse commune que l'on peut calculer en mesurant l'intensité du faisceau réfléchi. C'est ainsi que la diffraction cristalline des rayons X permet d'atteindre les vitesses des ondes acoustiques et les coefficients d'élasticité.

RÉUNION DU 28 JUIN 1945.

La communication suivante a été présentée :

Étude de l'agitation atmosphérique par mesures stéréoscopiques de traînées d'étoiles;

par MM. Jean Rosch, Guy Bruch et José Clastre.

Le mécanisme atmosphérique du phénomène de scintillation est bien connu. La différence des chemins optiques, suivis par les divers rayons issus d'une étoile et atteignant un objectif, résultant des différences d'indices des masses d'air traversées respectivement par ces rayons, fait que la portion de surface d'onde s'appuyant sur le contour de l'objectif, ou bien n'est pas plane, si l'objectif est assez grand, ou bien, s'il est petit, peut être considérée comme plane, mais non normale à la direction vraie de l'étoile, et, en ce cas, du reste, le flux traversant l'objectif est supérieur ou inférieur à ce qu'il serait sans ces perturbations, selon que la surface d'onde tourne sa concavité ou convexité vers l'objectif (phénomène des ombres volantes). De là résultent les divers aspects du phénomène selon le mode d'observation.

A l'œil nu, vu les petites dimensions de la pupille, on n'observe que des fluctuations d'éclat, qui peuvent disparaître, du reste, lorsqu'il s'agit d'une planète de diamètre apparent suffisant pour que les rayons issus des divers points du disque soient assez séparés, dans l'atmosphère, pour être traités de façon absolument indépendante; en sorte que les fluctuations des faisceaux envoyés par les divers points du disque se compensent en moyenne.

Avec un objectif de quelques centimètres, on peut voir apparaître une oscillation de l'étoile autour de sa position moyenne. Avec un objectif de quelques décimètres, la surface d'onde couvrant cette dimension ne peut plus, en général, être considérée comme plane. Il en résulte que tout se passe comme si l'objectif présentait des défauts et, en effet, la figure de diffraction, dans le plan focal, se trouve affectée. Ainsi, la surface d onde à l'arrivée étant non pas un plan, mais une surface possédant deux rayons de courbure principaux, on peut considérer que tout se passe comme si l'objectif (de faible ouverture relative) était doué d'astigmatisme. On sait que l'astigmatisme a pour effet de concentrer la brillance des anneaux de diffraction sur deux arcs diamétralement opposés. Si cet astigmatisme est produit par une surface de courbures continuellement variables en grandeur et en orientation, on aura l'aspect bien connu des « anneaux brisés » et des « condensations mobiles ». Ce qui n'empêche pas que l'orientation moyenne de la portion utile de surface d'onde diffère à chaque instant de la direction théorique et provoque une agitation d'ensemble de la figure de diffraction. L'étude du phénomène est importante, car il constitue un grave obstacle aux observations astronomiques et il importe de savoir le chiffrer pour estimer la valeur d'une station. Trois moyens d'investigation sont possibles [1] :

a. Détermination directe de la forme de la surface d'onde à son arrivée sur l'objectif, par « foucaultage ». — C'est ce qui a été fait par Idrac, qui a obtenu un film (projeté au cours de la séance), montrant les ondulations de la surface d'onde sur l'objectif de 83 cm de Meudon. Le résultat est saisissant, mais plutôt qualitatif.

b. Détermination interférentielle de la différence de marche entre deux pinceaux plus ou moins écartés. — C'est la méthode de Danjon [2], qui a montré ainsi qu'il y avait incohérence complète à partir de 20 à 30 cm d'écart et établi un parallèle entre l'aspect de la figure de diffraction et le rapport $\frac{t}{a}$ du demi-angle au sommet du cône à l'intérieur duquel sont toujours compris les rayons (turbulence) et le pouvoir séparateur de l'objectif. D'où le moyen, par la suite, de chiffrer t sans interféromètre.

c. Détermination des variations d'inclinaison de la surface d'onde moyenne au niveau de l'objectif, par photographie, l'instrument (à long foyer) restant immobile, d'une étoile qui laisse une « traînée » sinueuse. La méthode a été employée par Schlesinger [3] qui a ainsi mis en évidence une dualité, déjà supposée auparavant, du phénomène : d'une part, déplacements assez lents (pseudo-période de quelques secondes) affectant également toutes les étoiles d'un champ étendu, donc dû à des *réfractions accidentelles* par des masses d'air volumineuses vraisemblablement peu distantes de l'instrument; d'autre part, agitation beaucoup plus rapide (pseudo-période, quelques dixièmes de seconde) affectant différemment les images de deux étoiles même très proches (composantes d'une étoile double), donc due à une hétérogénéité beaucoup plus morcelée, et à plus grande distance (turbulence proprement dite). La méthode des traînées a été également employée par Couder [4] pour montrer l'indépendance de faisceaux distants de quelques décimètres.

Il est assez facile d'obtenir de telles traînées, et en particulier d'en obtenir un nombre élevé au cours d'une même soirée. La difficulté est de les mesurer. Nous avons mis en pratique, à cet effet, la méthode suggérée antérieurement par l'un de nous [5] : l'œil droit regarde la traînée, disposée verticalement, tandis que l'œil gauche regarde son image dans un miroir parallèle au plan de symétrie de la tête. Le fusionnement stéréoscopique restitue une bande qui ondule en profondeur. On projette, sur la plaque, l'image d'un repère ponctuel, avec interposition d'un déviateur optique. On voit alors un repère en avant ou en arrière du point de la traînée en regard duquel il se trouve. On translate verticalement la plaque pour amener successivement chacun de ses points au niveau du repère, et l'on agit sur le déviateur pour maintenir constamment le repère à la même distance apparente que le point en regard. La translation de la plaque provoque la rotation d'un cylindre recouvert d'une feuille de papier. La manœuvre du déviateur entraîne le déplacement d'un crayon le long d'une génératrice du cylindre. Ainsi un opérateur un peu exercé trace, de façon continue, un agrandissement de la traînée qui peut être de l'ordre de 10 fois dans le sens de la longueur (temps) et de 200 fois dans le sens transverse (agitation). Plusieurs tracés de la même traînée sur la même feuille se recouvrent de façon très satisfaisante. On voit apparaître, de façon très nette, la superposition des oscillations rapides (turbulence) et un système d'ondulations plus lentes (réfractions accidentelles).

Il serait illusoire de vouloir chiffrer, de façon précise, un phénomène aussi irrégulier que l'agitation atmosphérique. Mais les tracés de traînées, rendus commodes par la méthode indiquée ci-dessus, permettent, pour autant qu'on puisse définir l'amplitude moyenne de ces oscillations désordonnées, une évaluation pratique. Les recherches systématiques par ce procédé se poursuivent.

[1] Minnaert et Houtgast ont étudié, quant à eux, les variations d'éclat, en passant au microphotomètre une traînée élargie obtenue dans des conditions éliminant l'agitation proprement dite [*Zeits. fur Astrophysik*, 1935, **10**, p. 86).

[2] Danjon et Couder, *Lunettes et Télescopes* (éditions de la *Revue d'Optique*).

[3] *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1927, **87**, p. 506.

[4] *C. R. Acad. Sc.*, 1936, **203**, p. 609.

[5] Rosch, *Thèse*, Paris, 1943.

SECTION DU SUD-EST.
(Groupe de Lyon.)

RÉUNION DU 18 AVRIL 1945.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1. *Photométrie photographique de raies d'émission*, par Mme Renée Herman et M. Louis Herman.

2. *Radioactivité α de certains minéraux de la région forézienne; sa détection et son dosage simple*, par M.M. Pierre Cüer et Georges Bichon.

3. *A propos de la longueur d'onde de la raie* N I (^4S-^2P) *de l'azote atomique dans l'aurore boréale*, par M. René Bernard.

4. *Sur un nouveau système de bandes de la molécule neutre d'azote*, par Mme Renée Herman.

5. *Émission du deuxième système positif de la molécule d'azote par recombinaison des atomes* ^2D, par Mme Renée Herman.

6. *Nouvelle contribution à l'étude du spectre moléculaire de l'azote dans l'ultraviolet*, par M. Joseph Janin.

1. — Photométrie photographique de raies d'émission;

par Mme Renée Herman et M. Louis Herman.

On sait que la mesure des intensités de raies spectrales présente de grandes difficultés. Un des artifices souvent utilisé consiste dans l'emploi, au microphotomètre, d'une fente d'analyse assez large pour englober la totalité de la raie dont on cherche à atteindre ainsi l'absorption ou l'émission totale.

Cette méthode, préconisée par Öhman, a été appliquée avec quelque succès dans le cas des larges raies d'absorption stellaire. Elle donne également des résultats corrects dans le cas des raies d'émission fines observées sous une forte dispersion. Mais, dans le cas des raies d'émission fines observées généralement au laboratoire, sous faible dispersion, elle donne des résultats erronés. La variation d'intensité trouvée par cette méthode est fortement atténuée du fait que la pente de la caractéristique obtenue pour une raie est beaucoup plus faible que la pente de la caractéristique normale obtenue pour un spectre continu. En effet, la raie d'émission photographiée à l'aide d'un spectrographe à faible dispersion a une forme apparente qui se rapproche d'autant plus d'un rectangle que la dispersion est plus petite, ce qui diminue l'importance relative des ailes. Si l'on choisit la largeur de la fente d'analyse égale à celle de la raie la plus intense, cette fente englobe, en outre, le fond continu voisin pour les raies moins intenses; la variation de la densité photographique mesurée n'intéresse qu'une partie seulement de la plage analysée, ce qui diminue fortement la pente de la caractéristique.

Nous avons vérifié expérimentalement les résultats précédents à l'aide du spectre de raies d'une lampe à vapeur de mercure, haute tension, basse pression de la Société Gallois et Cie.

Ces résultats montrent que l'on ne peut comparer entre eux un spectre de raies fixes et un spectre continu mais seulement deux spectres de raies fines. Cette lampe à vapeur de mercure, dont on a déterminé la répartition d'intensité par la méthode usuelle en employant une fente de spectrographe assez large, pourra être utilisée comme source à raies fines pour l'étalonnage de la plaque photographique. En conservant, pour le spectre à étudier, la même fente de spectrographe et la même fente d'analyse au microphotomètre, on pourra déterminer, par interpolation, l'intensité de ses raies.

Dans le cas des raies d'absorption, Öhman a montré, par le calcul, que la méthode de la fente large fournit la moyenne harmonique de l'intensité de la raie, à condition que tous ses points correspondent à la partie rectiligne de la caractéristique et que le facteur γ de la plaque soit voisin de l'unité. Cette moyenne harmonique serait, d'après Öhman, peu différente de la moyenne arithmétique et donnerait, par suite, une mesure de l'absorption totale. Nous avons montré, également par le calcul, que, pour les faibles absorptions, la quantité $\bar{\imath} - i_0$ ($\bar{\imath}$ représente la déflection moyenne du microphotomètre dans le domaine de la raie et i_0 la déflection pour le fond au voisinage de la raie) est directement proportionnelle à l'absorption totale. Ce résultat a été vérifié par une méthode graphique pour des absorptions $A = 1 - \frac{I_t}{I_0}$ inférieures à 0,13.

Pour les fortes absorptions, le calcul d'Öhman n'a plus de sens, l'évaluation graphique montre que la validité de la méthode de la fente large dépend essentiellement de la densité du fond continu au voisinage de la raie. On constate qu'on a une mesure correcte de l'intensité lorsque la densité du fond continu est assez faible (0,5 à 1).

Des considérations précédentes, il résulte que la méthode de la fente large ne peut être utilisée qu'avec beaucoup de précautions, son domaine de validité étant restreint.

2. — Radioactivité α de certains minéraux de la région forézienne; sa détection et son dosage simple;

par MM. Pierre Cüer et Georges Bichon.

Nous avons systématiquement comparé l'étude au compteur à des méthodes simples mettant en œuvre un matériel courant ou facilement réalisable, sans différence de potentiel auxiliaire. Ces méthodes ont été appliquées à l'étude radiogéologique de terrains de la région forézienne, qui a été nettement positive pour certains anciens minéraux éruptifs acides.

Résultats fournis par un compteur à rayons β (*et* γ). — Le compteur est sensible aux rayons γ issus des transformations nucléaires à émissions α. Nous avons comparé les courbes d'absorption à travers le plomb de nos échantillons et de divers sels radioactifs. Ce sont les sels d'uranium qui ont fourni la courbe la plus voisine, quoique de pente plus élevée. Nous avons séparé les sels d'uranium des autres éléments et nous avons constaté que la radioactivité de la fraction résiduelle était moins absorbée que celle des sels récemment préparés, effet que nous avons attribué à Ra (C′ + C″). La sensibilité du compteur peut être utilisée surtout pour la détermination des faibles radioactivités comme celles des roches ordinaires.

Électrométrie. — Nous avons réalisé, pour l'étude de la radioactivité α un petit électromètre à fil, se chargeant de l'un ou l'autre signe par influence, transportable et à indications suffisamment rapides. Pour ne retenir que les minéraux dits « radioactifs », d'activité plusieurs centaines de fois supérieure à celle des minéraux ordinaires, nous n'avons utilisé ni amplification ni chambre d'ionisation, l'exposition directe pouvant être combinée ou non à l'emploi d'une différence de potentiel convenable.

En ce qui concerne l'étalonnage, de nombreux essais ont montré que la meilleure homogénéité a été fournie par des étalons constitués par un sel d'uranium soluble dans l'eau, déposé à la goutte sur des surfaces de 1 cm² et très lentement évaporé. L'uranium était séparément dosé dans la solution étalon à l'état d'oxyde uranique orangé. Chaque échantillon en expérience était placé à 1,5 cm environ de l'axe de l'appa-

reil. Pour les parties du minéral contenant le sel d'urane en surface, le courant de la décharge était deux fois équivalent à celui produit par une épaisseur moyenne de 2 à 3 μ du même sel étendu en couche homogène et placé à la même distance. Nous avons pu suivre le fractionnement et déceler, dans 1 mmg de sulfate radifère, une quantité de l'ordre de 10^{-7} g de Ra accompagné de ses dérivés.

Cette électrométrie rapide et très sensible permet d'atteindre la précision nécessaire dans la détermination des teneurs en éléments radioactifs. Cependant, en raison de son défaut de sélectivité, elle sera utilisée pour déterminer la radioactivité globale des minéraux, sans préciser le genre de l'élément, ou pour doser des sels dont on a, préalablement, taré les étalons.

Détection photographique. — D'après une technique simple déjà mise au point par l'un de nous [1], nous avons utilisé l'action ionisante des particules α issues des minéraux radioactifs sur les émulsions sensibles des plaques TN et « Micro » Lumière. Après des temps de pose de 30 à 50 h, compte tenu seulement des rayons dont l'incidence est assez rasante (cosinus de projection supérieure à 0,8), nous avons identifié malgré le voile dû à l'émission γ localisée en surface, le groupe important de trajectoires α de 4 à 5 grains en moyenne et de parcours réels extrapolés compris entre 19 μ et 22 μ dans l'émulsion sensible TN. En considérant les pouvoirs d'arrêt des émulsions sensibles égaux, tant pour les particules α issues de la désintégration du polonium que pour celles issues des désintégrations de la famille uranium-radium, nous obtenons, pour ces parcours, des nombres compris entre 2,5 et 3,25 cm d'air, qui correspondent aux particules α issues de l'uranium. Pour les plaques « Micro », les parcours dans la gélatine sont inférieurs de 1,5 μ. Le fractionnement des corps radioactifs peut être ainsi suivi et la présence de radium, notamment, se manifeste par des groupes de 3, 4 et, plus rarement, 5 trajectoires caractéristiques d'incidences voisines issues du même point. A l'échelle des trajectoires, on ne doit pas compter sur la loi de réciprocité; en effet, peu avant la solarisation, le début des trajectoires diminue d'intensité et disparaît parfois, effet dû probablement à l'action photoélectrique des rayons γ en surface, qui provoque la régression partielle des impressions causées par l'ionisation directe des particules α.

Nous avons ainsi trouvé que de nombreuses veines siliceuses de haut Forez, et certaines autres dans la plaine même, entourées de granit, étaient plusieurs milliers de fois plus radioactives que la moyenne, c'est-à-dire contenaient de 10^{-3} à 10^{-2} g d'uranium par gramme de minerai. Cet uranium, d'origine secondaire, était toujours accompagné de cuivre; une analyse quantitative détaillée de l'un de ces gîtes de sel d'urane est en cours.

[1] S. T. Tsien et P. Cüer, *Cahiers de Physique*, n° **14**, 1943, p. 61.

3. — A propos de la longueur d'onde de la raie NI (^4S-^2P) de l'azote atomique dans l'aurore boréale;

par René Bernard.

En 1938, l'auteur signalait la présence, dans le spectre de l'aurore boréale, d'une forte raie atomique. Il lui attribuait, en prenant comme repères les bandes de l'azote voisines, la longueur d'onde approximative 3470 Å. Cette seule mesure de longueur d'onde ne permettait pas une identification certaine des atomes émetteurs, mais l'analogie constatée entre les phénomènes auroraux et ceux observés par Kaplan [1] dans l'afterglow de l'azote actif (évolution parallèle de la raie atomique et des bandes de Vegard-Kaplan) incitait à rechercher l'origine de cette radiation dans la transition ^4S-^2P de l'azote atomique [2]. Pour une identification définitive, il fallait d'abord préciser la longueur d'onde de la raie aurorale.

Kaplan reprit les mesures, et trouva λ = 3466,3 Å [3] en excellent accord avec les nouvelles données théoriques d'Edlen [4]. De son côté, l'auteur, utilisant un enregistrement muni d'un spectre de comparaison (néon), pouvait attribuer, à la raie aurorale, la longueur d'onde λ = 3466,5 ± 1 Å, confirmant ainsi, de façon parfaite, sa première interprétation [5].

Vegard a prétendu depuis [6] que ces coïncidences étaient fortuites. Il estime, en effet, que la précision des mesures n'excède pas quelques angströms.

L'auteur présente les spectrogrammes incriminés, sur lesquels la raie aurorale se détache nettement au milieu d'un quintuplet de raies du néon.

Le spectre de comparaison et le spectre principal ont été obtenus dans des conditions rigoureusement identiques. On s'est attaché à couvrir uniformément et totalement la surface de la lentille collimatrice (la fente du spectrographe était éclairée par un diffuseur de plâtre). Dans ces conditions, aucun décalage du spectre de comparaison n'est à craindre.

Les mesures de longueurs d'onde de 1938 étaient faites au comparateur visuel, elles permirent d'apprécier, à ± 1 Å près, la coïncidence de la raie aurorale et de la raie du néon λ = 3466,578 Å.

L'étude des spectrogrammes au microphotomètre enregistreur se heurtait au pouvoir de résolution insuffisant de l'appareil.

L'auteur expose comment il a pu décupler le pouvoir de résolution du microphotomètre de Chalonge, et obtenir, avec l'appareil modifié, des enregistrements sur lesquels les 5 raies du néon : λ, λ = 3472,573; 3466,578; 3460,524; 3454,195 et 3447,703 Å se détachent nettement. La présence de la raie aurorale s'y manifeste simplement par un renforcement de la raie du néon λ = 3466,578. La courbe de dispersion tracée au moyen des 5 raies précédentes se confond pratiquement avec une droite sur laquelle les 5 pointés s'alignent à moins de 0,5 Å près.

Grâce à l'emploi du microphotomètre, la longueur d'onde de la raie aurorale peut donc être définie à ± 0,5 Å près, soit

$$\lambda = 3466,5 \pm 0,5 \text{ Å}.$$

Ainsi, la présence de la forte raie NI (^4S-^2P) se trouve définitivement établie dans le spectre de l'aurore, ceci indépendamment de l'existence douteuse de quelques radiations faibles attribuées par Vegard au spectre de l'azote atomique. Étant donnée la faible dispersion du spectrographe (140 Å par mm) la précision de ± 0,5 Å exige que les pointés soient faits à ± 5 μ près. L'obtention de ce résultat confirme les qualités exceptionnelles du spectrographe conçu par Arnulf [7].

[1] *Nature*, 1938, **141**, p. 1139.
[2] *Nature*, 1938, **141**, p. 1140.
[3] *Phys. Rev.*, 1938, **54**, p. 541.
[4] M. Nicollet, *Naturwissenschaften*, 1938, **51**, p. 839.
[5] *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 511.
[6] *Geof. Publ.*, XIII, 1941, **5**, p. 11.
[7] *Annales d'Astrophysique*, 1943, **6**, p. 21.

4. — Sur un nouveau système de bandes de la molécule neutre d'azote;

par Mme Renée Herman.

Nous cherchons, actuellement, au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Lyon, à provoquer, par excitation électrique, l'émission de la raie interdite ^4S-^2D de l'atome d'azote. Pour y parvenir, il serait nécessaire d'avoir une grande concentration en atomes ^2D. La présence de ces

atomes peut se manifester par la phosphorescence et par les transitions entre les états peu stables qu'ils peuvent former par choc entre eux ou avec un atome ^4S.

Parmi les systèmes nouveaux que j'avais signalés dans ma thèse (*Thèse*, Paris, 1944), celui désigné par χ n'avait pas été identifié. Une de ces bandes a été signalée précédemment par Gaydon (*Nature*, 1943, **151**, p. 167). Il a été possible de mesurer à nouveau trois de ces bandes : 5570 Å (0,2); 5308 Å (0,1); 5079 Å (0,0) en pointant les maxima d'intensité du côté des courtes longueurs d'onde. Si l'on admet cette classification provisoire, on trouve que l'énergie de dissociation de l'état inférieur est faible ($<$ 1 V). On a, probablement, affaire ici à une transition entre deux états peu stables, et les deux courbes de potentiel correspondantes doivent avoir une allure semblable. La bande (0,0) correspond à 2,44 V environ, valeur voisine de l'énergie d'un atome ^2D. On peut penser que le niveau inférieur se dissocie en $^4S + {}^4S$ et le niveau supérieur en $^2D + {}^4S$.

Deux atomes ^4S peuvent former les états $^1\Sigma_g$ et $^3\,{}^3\Sigma_u$, le second étant beaucoup moins stable que le premier; l'état inférieur de ce nouveau système pourrait donc être $^3\Sigma_u$. Quant à l'état supérieur, son niveau $v' = 0$ se trouverait un peu au-dessous de 9,72 V. Étant donné sa faible stabilité, ce serait l'état perturbateur du premier système positif. En effet, Kaplan (*Physical Review*, A, 1931, **38**, p. 374), pour interpréter la prédissociation à B_{12}, a conclu à l'interaction d'un autre niveau de répulsion et Van der Ziel (*Physica*, 1937, **4**, p. 373), par des considérations sur l'allure des perturbations produites dans les bandes $B_{12} — A_8$; $B_{12} — A_7$, arrive à la conclusion que le niveau perturbateur doit être un état $^3\Delta$. Le nouveau système correspondrait à la transition $^3\Sigma_u — {}^3\Delta_g$, interdite par la règle de sélection Λ, ce qui est en accord avec sa faible intensité habituelle.

5. — Émission du deuxième système positif de la molécule d'azote par recombinaison des atomes ^2D;

par Mme Renée Herman.

Le spectre visible, observé en phosphorescence, à l'aide du phosphoroscope à impulsions de M. Pierre Lejay (*C. R. Acad. Sc.*, en cours d'impression), sous une pression de quelques dixièmes de millimètre de mercure, a déjà été décrite dans une Note précédente. Dans la présente remarque, je voudrais signaler quelques nouveaux résultats obtenus sous une pression de l'ordre de 1 à 2 mm de mercure et qui semblent indiquer la présence d'une concentration élevée en atomes métastables NI (^2D).

Dans ce spectre de phosphorescence, contrairement aux observations faites sous plus faible pression, les premiers systèmes positif et négatif sont très faibles; par contre, le deuxième système positif est pratiquement seul présent dans le spectre visible et ultraviolet. On constate, en outre une très forte exaltation des niveaux de vibration élevés, particulièrement nette dans la séquence $v' — v'' = 2$.

Le rayonnement de la décharge directe et celle de la phosphorescence sont localisés très près de la paroi où, comme on le sait, la concentration en ions et électrons est très faible après l'arrêt de la décharge. On est ainsi conduit à admettre que cette émission est due à la recombinaison des atomes, probablement des atomes métastables $^2D + {}^2D$. Ce processus qui est l'inverse de la prédissociation de l'état $C^3\Pi_u$ ($v' = 4$) expliquerait ainsi la présence d'une concentration élevée en molécules $C^3\Pi_u$ ($v' = 3, 4$). L'équilibre thermique au niveau supérieur ne peut s'établir sous la pression employée, la durée de vie étant inférieure au temps du libre parcours moyen.

Les données expérimentales acquises jusqu'ici permettent d'expliquer la divergence des résultats obtenus par Kaplan qui avait réussi à exciter le premier système négatif et Cario et Stille qui ont observé uniquement les systèmes positifs. Dans notre cas, la possibilité d'observer les bandes négatives ne tient pas à une préparation suffisante du tube à décharge, comme le pense Kaplan, mais semble liée à la pression du gaz excité : sous une pression suffisamment faible, le système négatif est émis avec une grande intensité; par contre, pour les pressions de plusieurs millimètres de mercure, le second système positif a une intensité prépondérante.

6. — Nouvelle contribution à l'étude du spectre moléculaire de l'azote dans l'ultraviolet;

par M. Joseph Janin.

J'ai pu identifier, dans le spectre de l'azote pur excité sous faible densité de courant, un nouveau système de bandes dégradées vers les courtes longueurs d'onde, dont les arêtes sont données par le Tableau I.

Tableau I.

v'' / v'		0.	1.	2.	3.	4.	5.
0....	λ (Å, air)	2827,15	2966,9	3118,5	3283,3	3463,4	3661,0
	ν (cm^{-1})	35361	33696	32058	30448	28865	27307
			1665	1638	1610	1583	1558

Les nombres d'ondes présentent les mêmes écarts que les niveaux de vibration de l'état $a\,^1\Pi_u$, qui est donc l'état inférieur du nouveau système. J'ai admis que la progression observée correspond au niveau $v' = 0$ de l'état électronique supérieur, bien que la répartition des intensités paraisse anormale. Elle présente, en effet, deux maxima, l'un pour la bande (0, 0), qui est la plus intense de toutes, et l'autre pour la bande (0, 4). S'il en est ainsi, l'état supérieur du nouveau système est très voisin du plus bas des deux niveaux c des bandes de Birge-Hopfield. Cependant, son identification avec celui-ci se heurte à deux difficultés :

1° Elle est en opposition avec la règle de sélection stricte $g \rightarrow u$, car le niveau c devrait être un niveau u et le niveau supérieur des nouvelles bandes un niveau g; sinon, l'une des deux transitions envisagées (Birge-Hopfield et nouveau système) serait une transition interdite.

2° Les bandes de Birge-Hopfield sont dégradées vers le rouge et la constante de rotation du niveau c est $B'_0 = 1,159$ d'après Watson et Koontz (*Physical Review*, 1934, **45**, p. 561, et 1934, **46**, p. 32). Or, la structure fine des nouvelles bandes 2827 Å et 3463 Å a pu être observée. Chacune d'elles apparaît comme formée d'une forte branche Q, d'une bande R d'intensité plus faible et d'une branche P réduite à la tête de bande. En utilisant, pour le niveau $a\,^1\Pi_u$, les données de Watson et Koontz, j'ai obtenu les valeurs de $B'_0 = 1,925$ pour la bande 2827 Å et 1,93 pour la bande 3463 Å soit donc, sensiblement, $B'_0 = 1,93$ pour l'état supérieur du nouveau système.

On observe une perturbation importante dans la structure fine des bandes 2827 Å et 3463 Å, perturbation qui doit intéresser les niveaux de rotation de l'état électronique supérieur des nouvelles bandes. Les raies sont déplacées de leur position normale, fortement affaiblies et disparaissent même pratiquement, comme on peut s'en rendre compte pour la branche Q de la bande 3463 Å, où les raies correspondant aux valeurs de J comprises entre 10 et 15 sont absentes; les raies, de rotation $J = 15$, 16 et 17 réapparaissent cependant à leur place normale avec une faible intensité, mais elles sont assez

diffuses. Dans la branche R, une perturbation se manifeste également; les raies de nombre quantique élevé étant trop faibles pour pouvoir être observées, on n'a pu déceler celles qui, correspondant à $J > 15$, devraient se retrouver à leur place normale. De même, dans la branche Q de la bande 2827 Å, des déplacements ont été notés. Malheureusement, il n'est pas possible d'observer les dernières raies de rotation, qui sont masquées par la bande 2820 Å du deuxième système positif.

Tableau II.

Valeurs observées.	Valeurs calculées.			
	J.	Branche Q.	J.	Branche R.
Bande λ = 2827 Å; origine estimée à 35371,2.				
35360,9 (^{a})	–	–	–	–
71,7	1	35371,8	–	–
74,1	3	74,7	–	
76,7	4	77,1	–	–
79,3	5	80,0	1	35379,5
83,8	6	83,6	2	84,5
88,0	7	87,7	–	–
89,2	–	–	3	90,2
93,0	8	92,5	–	–
95,9	–	–	4	96,3
97,9	9	97,8	–	–
403,0	10	403,6	5	403,2
10,4	11	10,2	6	10,6
14,9	12	17,0 ?	–	–
18,4	–	–	7	18,6
20,1	13	25,0 ?	–	–
27,3	–	–	8	27,2
35,7	–	–	9	36,2
44,5	–	–	10	45,8
Bande λ = 3463 Å; origine estimée à 38874,0.				
28865,9 (^{a})	–	–	–	
77,3	2	28876,6	–	–
	3	78,4	–	–
81,7	4	81,4		–
85,3	5	85,1	–	–
89,2	6	89,5	–	–
94,5	7	94,7	3	28894,3
28900,6	8	28900,6	4	28900,7
07,3	9	07,3	5	08,1
15,7 (^{b})	10	14,7	6	16,5
26,3	–	–	7	25,6
35,0	–	–	8	35,3
43,8	–		9	45,9
52,8	–	–	10	57,1
62,9	15	62,8	–	
74,4	16	74,6	–	
86,7	17	87,2		

(^{a}) Arête; (^{b}) Doublet très étroit.

Le Tableau II permet de comparer les valeurs expérimentales des nombres d'ondes des raies de rotation avec celles qui ont été calculées à partir des constantes mentionnées ci-dessus.

Les intensités des raies de la bande 2827 Å apparaissent alternées, alors que, dans la bande 3463 Å, cette alternance est masquée par la superposition des raies intenses de la branche Q (correspondant aux valeurs impaires de J) et des raies faibles de la branche R (correspondant également aux valeurs impaires de J). Ceci semble indiquer que l'état supérieur est un niveau Σ; les règles de sélection, relatives à la symétrie des états électroniques et à la symétrie des niveaux de rotation conduisent à un état Σ_g, qui est probablement un état de simplets. Ce niveau se trouverait à 104 327,8 cm^{-1} au-dessus du niveau fondamental; il lui correspondrait une distance des noyaux $r'_0 = 1{,}11 . 10^{-8}$ cm. Comme le plus bas des niveaux c se trouve à 104 318,9 cm^{-1} au-dessus du niveau $^1\Sigma_g$, les deux niveaux considérés seraient très voisins, mais correspondraient à des états différents de la molécule.

RÉUNION DU 4 JUILLET 1945.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Nouvelles raies d'émission dans le spectre de la Nébuleuse d'Orion*, par Tcheng Mao-Lin et Jean Dufay.

2. *Variations d'intensité des raies brillantes de l'oxygène et du sodium dans le spectre du ciel nocturne*, par Jean Dufay et Tcheng Mao-Lin.

3. *Origine des spectres continus des gaz rares : xénon, argon*, par Mme R. Herman.

4. *Séparation, par phosphorescence, des spectres d'arc et d'étincelle des gaz rares*, par P. Lejay, L. Herman et Mme R. Herman.

1. — Nouvelles raies d'émission dans le spectre de la Nébuleuse d'Orion;

par Tcheng Mao-Lin et Jean Dufay.

Le spectre de la Nébuleuse d'Orion a été photographié avec un spectrographe à un prisme de flint, ouvert à $\frac{F}{3{,}5}$, monté sur le télescope de 120 cm de diamètre de l'Observatoire de Haute-Provence (dispersion linéaire 36 Å par mm vers 3700 Å, 130 Å par mm vers 5000 Å, 330 Å par mm vers 6560 Å). De longues poses (plus de 11 h) sur plaques « Superfulgur » nous ont permis d'enregistrer, de 3700 à 5000 Å, un grand nombre de raies d'émission qui ne figuraient pas dans la liste de Wright [1].

Ce sont, en plus de quelques raies non identifiées, quatre raies faibles de He I, des raies permises de C II, C III, N II, N III et O II, des raies interdites de Fe II et Fe III. Ces dernières sont les plus fortes; nous retrouvons, avec des intensités relatives comparables, toutes les raies du multiplet [^{5}D-^{3}F] identifiées précédemment par Edlen et Swings dans le spectre de RY Scuti :

Fe III (calcul).	RY Scuti.	Nébuleuse d'Orion.
4658,4	4658,08 (4)	4658,1 (14)
4701,8	4701,5 (2)	4701,6 (7)
4734,0	4733,6 (1*)	4733,7 (2)
4755,1	4755,1 (1)	4755,5 (2)
4769,5	4770 (1)	4769,1 (1,5)
4813,9	–	4813,8 (0)

Seule, la raie 4658,1 Å avait été observée par Wright et demeurait sans attribution. La raie 4813,8 (qui peut être blend avec [Fe II]) n'a pas été photographiée dans le spectre de R. Y. Scuti.

Malgré quelques superpositions possibles à des raies de O II, et bien qu'elles soient toutes faibles, les principales raies de [Fe II], bien connues dans le spectre de η *Carinæ*, sont certainement présentes :

Fe II (calcul).		η Carinæ.		Nébuleuse d'Orion.	
4243,98	(100)	4243,93	(8)	4243,8	(2)
4276,84	(55)	4276,80	(3,4)	4276,8	(2,5)
4287,41	(100)	4287,31	(10)	4287,2	(3)
4413,78	(60)	4413,80	(5,4)	4414,8	(3) (a)
4416,28		4416,39	(3 ?)		
4452,11		4452,02	(3,5)	4451,1	(0,5)
4814,56		4814,50	(5 ?)	4813,8	(0) (b)

(a) Blend O II ?; (b) Blend [Fe III].

Bowen et Wyse [2] avaient déjà identifié, dans les spectres de nébuleuses planétaires d'excitation beaucoup plus forte les raies de [Fe V], [Fe VI] et [Fe VII]. Depuis l'achèvement de nos mesures et leur publication sommaire (*C. R. Acad.*, séance du 23 avril 1945), nous avons eu connaissance d'un important travail de Wyse qui signale également les raies de [Fe II] et [Fe III] dans plusieurs nébuleuses, et notamment celle d'Orion.

On admet que l'émission de la plupart des raies permises accompagne la recombinaison des ions et des électrons, après ionisation des atomes par le rayonnement ultraviolet des étoiles excitatrices. La présence des raies de N III et C III (très faibles), d'une part et l'absence complète des raies de He II d'autre part, montre que, dans le cas de la nébuleuse d'Orion, ce rayonnement est capable de fournir une énergie de 47,6 eV, mais non de 54,1 eV.

La considération des raies interdites vérifie cet ordre de grandeur. Les ions sont portés à leurs niveaux métastables de faible énergie par le choc des électrons provenant de l'ionisation des atomes. Il suffit donc que le rayonnement excitateur soit capable de *produire* (et non d'ioniser), les ions émettant les raies interdites. Or, la production des ions Ne^{++}, dont les raies interdites sont intenses, exige 40,8 eV. Celle de tous les autres ions émettant des raies interdites correspond à une énergie plus faible.

Quant au troisième mécanisme de Bowen, qui explique, par un phénomène de fluorescence, la sélection des raies de O III et N III observée dans bien des spectres nébulaires, il ne doit pas jouer d'une manière appréciable dans le cas de la nébuleuse d'Orion, puisqu'il fait intervenir la raie de résonance de He II.

[1] *Publ. Lick Observ.*, 1918, **13**, p. 193).
[2] *Lick Observ. Bull.*, 1939, **19**, p. 1).
[3] *Astrophysical Journ.*, 1942, **95**, p. 356.

2. — Variations d'intensité des raies brillantes de l'oxygène et du sodium dans le spectre du ciel nocturne;

par Jean Dufay et Tcheng Mao-Lin.

L'étude systématique des variations d'intensité des raies brillantes de l'oxygène et du sodium dans le spectre du ciel nocturne, a été poursuivie pendant plusieurs années à l'Observatoire de Lyon, puis à l'Observatoire de Haute-Provence. Les mesures sont faites sur les enregistrements microphotométriques des clichés, obtenus avec un petit spectrographe à deux prismes de flint, dont l'objectif est ouvert à F/1. Chaque plaque est étalonnée en faisant, sur une source de brillance invariable, une pose de même durée que les poses sur le ciel (généralement 2 h); un échelon absorbant presque neutre, placé sur la fente, permet de construire les courbes de noircissement relatives aux radiations étudiées.

Pour l'étude des variations dans le temps, nous considérons notre plus longue série de mesures, faite en visant vers l'Ouest à 70° du zénith. Elle comprend 224 spectrogrammes obtenus au cours de 140 nuits pures et sans Lune. Des variations irrégulières de grande amplitude se superposent à une variation diurne, une variation annuelle et sans doute une variation plus lente.

Variation diurne. — L'intensité de la raie 5577 Å de [O I] croît, dans 70 pour 100 des cas environ, jusque vers le milieu de la nuit, passe par un maximum après minuit et décroît ensuite. Ce résultat, conforme aux observations antérieures, n'a pas été retrouvé dans les mesures récentes d'Elvey et Miss Farnsworth [1].

L'intensité de la raie 6300 Å de [O I], fortement exaltée pendant le crépuscule, diminue encore pendant plusieurs heures après la fin de celui-ci, conformément aux observations de Cabannes et Garrigue et recommence à croître bien avant l'aube.

Le doublet du sodium montre un effet semblable, plus atténué, qui ne semble pas avoir été signalé jusqu'ici : son intensité diminue encore pendant 1 h et demie au moins après la fin du crépuscule astronomique.

Variation annuelle. — Les nombres ci-dessous donnent, en unités arbitraires les moyennes mensuelles de l'intensité des trois raies pendant trois années d'observation (octobre 1940-novembre 1943). Les mesures utilisées pour leur calcul ont été corrigées de la variation diurne dans le cas de la raie verte, de la variation post-crépusculaire dans le cas de la raie rouge et de la raie jaune, mais nous avons rejeté, pour la raie rouge, toutes les poses commencées moins de 1 h après la fin du crépuscule astronomique, car les corrections eussent été trop grandes et trop incertaines. De plus, nous avons arrondi les nombres en divisant par 4 la somme obtenue en ajoutant au double de l'intensité moyenne du mois la moyenne du mois précédent et celle du mois suivant.

	5577.	5892.	6300.
Janvier	27,5	20,4	40,9
Février	29,1	17,5	33,4
Mars	23,4	12,3	25,5
Avril	20,8	9,6	22,5
Mai	24,6	7,7	17,5
Juin	25,3	5,2	–
Juillet	26,2	5,2	17,7
Août	29,1	7,7	22,9
Septembre	34,5	11,7	25,7
Octobre	41,3	19,4	30,9
Novembre	36,1	25,4	38,2
Décembre	26,7	23,6	39,7

On retrouve bien les deux maxima de la raie verte en février et en octobre (ce dernier beaucoup plus important) signalés par Lord Rayleigh et Spencer Jones [2]. Mais les variations fort semblables entre elles des raies 6300 Å et 5892 Å ne montrent qu'un maximum net en hiver et un minimum profond vers le solstice d'été.

Variation lente. — L'intensité moyenne de la raie verte en 1943 était inférieure d'un tiers environ à celle des deux années précédentes. En accord avec les observations de Lord Rayleigh, le fait peut être rapproché de la forte diminution de l'activité solaire en 1943.

Corrélation entre l'intensité des trois raies. — La corrélation entre les intensités des deux raies de l'oxygène n'est pas plus forte qu'entre les intensités des raies 5577 Å et 5892 Å (coefficient de corrélation $R = +0{,}36$ dans les deux cas). Par contre, les intensités de la raie rouge de l'oxygène et du doublet du sodium, qui subissent une variation annuelle semblable, sont liées par une forte corrélation ($R = +0{,}83$).

Relation avec l'agitation magnétique. — La variation

annuelle de la raie verte rappelle celle de l'agitation magnétique. Nous avons cherché s'il existait une relation entre l'intensité des raies au cours de chaque nuit et l'agitation magnétique relevée à Chambon-la-Forêt par l'Institut de Physique du Globe de Paris, le jour précédent ou le jour suivant. Tant que l'agitation magnétique est inférieure à 5, dans l'échelle française de 0 à 7, aucune relation statistique n'apparaît entre les deux phénomènes. Les coefficients de corrélation trouvés entre l'agitation magnétique et l'intensité des raies ou l'excès de l'intensité des raies sur les moyennes mensuelles, sont négatifs, mais, en valeur absolue inférieurs à 0,20. Dans les rares occasions où l'agitation magnétique a atteint ou dépassé la valeur 5, avec ou sans aurore caractérisée par la présence des bandes négatives de l'azote, les raies de l'oxygène étaient fortes, mais la raie du sodium n'était nullement renforcée.

Variations d'un point à l'autre du ciel. — Des séries de mesures moins nombreuses faites à d'autres hauteurs et dans d'autres azimuts conduisent à des résultats semblables relativement aux variations diurne et annuelle. Mais des poses simultanées faites en visant trois points cardinaux, à l'aide de prismes à réflexion totale, montrent, qu'au même moment, à la même hauteur au-dessus de l'horizon, l'intensité des raies varie beaucoup d'un point à l'autre du ciel. Ainsi, comme l'ont constaté indépendamment Elvey et Miss Farnsworth, les couches lumineuses de la haute atmosphère sont loin d'avoir une brillance uniforme. Un ensemble de nuages luminescents, de brillance rapidement variable, donnerait une image plus fidèle de la réalité. Ce phénomène complique singulièrement les tentatives d'évaluation de l'altitude des couches luminescentes, par mesure de l'intensité des raies à différentes distances zénithales et elle rend illusoire toute évaluation basée sur un petit nombre de nuits d'observation.

[1] *Astrophysical Journ.*, 1942, **96**, p. 451.
[2] *Proceedings Royal Society*, A, 1935, **151**, p. 22.

3. — Origine des spectres continus des gaz rares : xénon, argon;

par Mme R. Herman.

On sait que les gaz rares émettent des spectres continus plus ou moins intenses suivant la nature du gaz et les conditions d'excitation [1]. Dans une étude récente sur le spectre continu de l'argon et son utilisation possible en photométrie photographique, nous avons attribué ce spectre aux chocs entre atomes neutres et métastables.

Depuis, nous avons cherché confirmation de cette hypothèse en excitant les spectres continus de divers gaz rares en phosphorescence. Nous donnerons ici quelques résultats qualitatifs dans le cas du xénon et de l'argon.

Le tube utilisé pour l'étude du xénon a été décrit antérieurement par M. Déjardin, qui nous l'a obligeamment prêté [2]. Pour l'argon, on a utilisé un tube à électrodes, en pyrex, rempli d'argon commercial sous une pression de 10 mm de mercure environ. Le gaz a été purifié dans le tube lui-même à l'aide d'une étincelle entre électrodes d'un alliage spécial permettant d'éliminer même des traces de mercure.

La phosphorescence a été étudiée à l'aide du phosphoroscope à impulsions de M. P. Lejay dans le cas du xénon et d'un phosphoroscope classique dans le cas de l'argon.

Le xénon émet, pendant la décharge, un spectre continu intense auquel se superposent les raies d'arc et d'étincelle, et, en phosphorescence, un spectre dans lequel les raies d'étincelle manquent complètement alors que le spectre d'arc continue à figurer ainsi qu'un faible spectre continu. L'argon fournit un spectre analogue, mais le fond continu est plus faible que dans le cas du xénon.

Le résultat de nos expériences nous amène à confirmer l'hypothèse de Vogel [3] quant à l'origine moléculaire des spectres continus des gaz rares. Les clichés fournis par le xénon montrent, qu'au moment de la rupture du courant, la diminution d'intensité du spectre continu est beaucoup plus rapide que celle des raies. Ce fait conduit à penser que les chocs électroniques sont susceptibles de provoquer l'émission continue à partir de molécules préexistant à l'action du champ électronique et formées de deux atomes non excités. L'intensité du spectre continu, beaucoup plus grande pour le xénon que pour l'argon, s'expliquerait alors par le fait que, dans le cas des gaz rares, l'énergie de dissociation et, par suite, la stabilité des molécules de Van der Waals augmente avec le poids atomique. La présence du spectre continu en phosphorescence s'explique par la formation de molécules à partir des atomes excités formés eux-mêmes dans la recombinaison des ions avec les électrons lents. Le fait que le spectre continu est émis en phosphorescence est un argument de plus contre l'hypothèse d'une émission continue par freinage des électrons, la vitesse des électrons subsistant après la rupture du courant étant trop faible pour permettre une émission dans le visible ou le violet.

Si ces spectres continus sont bien d'origine moléculaire ils doivent être dus à des transitions entre états moléculaires peu stables (molécules de Van der Waals), aussi bien au niveau supérieur qu'au niveau inférieur, puisque l'on n'observe pas de fluctuations d'intensité qui résulteraient des différents niveaux de vibration d'un état stable. Je me suis proposé de rechercher si l'on pouvait obtenir dans le cas du xénon, une vérification, tout au moins qualitative, de cette hypothèse. Nous admettrons, ce qui est évidemment grossier, que tout choc entre un atome neutre ou métastable et un atome excité donne naissance à une émission continue de même intensité et de même étendue quel que soit l'état excité considéré et quel que soit l'état auquel il retourne après émission. J'ai tracé des courbes représentant la variation avec la longueur d'onde du nombre de transitions possibles dans un intervalle de 500 cm^{-1} (état moléculaire supérieur $1s_0$, $1s_5$ ou $1s_3 + X$, état moléculaire inférieur $Y + Z$; X, Y, Z étant des états atomiques excités quelconques). Les courbes ainsi obtenues présentent des maxima. En considérant séparément les termes atomiques bas, moyens et élevés, on constate que les premiers donnent des maxima dans le visible, les seconds dans le rouge, le visible et le violet et les derniers, presque uniquement dans le rouge. Si l'on considère en bloc tous les termes atomiques, on obtient des maxima qui sont portés dans le tableau ci-contre, ainsi que ceux obtenus par Vogel.

Tableau (λ en μ).

Longueur d'onde.					
Calculée.......	0,429	0,448	0,467	0,490	0,518
Exp. (Vogel)..	0,421	0,448	0,468	–	0,517
Calculée.......	0,558	0,592	0,630	0,662	0,700
Exp. (Vogel)..	0,558	0,597	0,649	0,656	0,684

L'examen du tableau montre que le nombre des maxima calculés et expérimentaux est très sensiblement le même et, de plus, que ces maxima se trouvent dans les mêmes régions spectrales. On ne peut pas s'attendre, *a priori*, à un meilleur accord, étant donné qu'on n'a tenu compte ni des probabilités de passage, ni des énergies de dissociation et qu'on ignore l'étendue de ces spectres.

De plus, en superposant les courbes calculées aux courbes expérimentales de Vogel, on trouve un autre résultat encourageant : l'allure générale des courbes est la même, les termes élevés rendent compte des courbes à faible pression et les termes les plus bas des courbes à haute pression. En outre, les termes les plus élevés fournissent une courbe qui ne présente

qu'un seul maximum dans le rouge et peut se rapprocher du résultat de Laporte [4], qui trouve une répartition voisine de celle du corps noir.

Tous ces faits militent en faveur de l'hypothèse d'une origine moléculaire du spectre continu des gaz rares, les molécules émettrices étant des molécules instables dites de Van der Waals.

[1] G. DÉJARDIN, *Canadian Journ. Rev.*, 1932, **7**, p. 556.
[2] G. DÉJARDIN, *Annales de Physique*, 1930, **14**, p. 84.
[3] VOGEL, *Annalen der Physik*, 1942, **41**, p. 196.
[4] *Journ. de Physique*, 1938, **9**, p. 228.

4. — Séparation, par phosphorescence, des spectres d'arc et d'étincelle des gaz rares;

par P. LEJAY, L. HERMAN et Mme R. HERMAN.

Dans les essais d'identification des spectres atomiques, on a trouvé avantageux de classer, tout d'abord, expérimentalement, l'ensemble des raies d'un atome en raies d'arc provenant de l'atome neutre et raies d'étincelle provenant de l'atome ionisé une ou plusieurs fois.

Une des méthodes préconisées consistait dans l'emploi d'une décharge oscillante produite dans un tube sans électrodes. L'anneau lumineux du tube cylindrique était projeté sur la fente du spectrographe. Le spectre obtenu dans ces conditions contient des raies longues (raies d'arc) qui sont émises dans toute la section du tube et des raies courtes (raies d'étincelle du premier ordre) présentes surtout dans l'anneau extérieur. L'accroissement progressif du potentiel de décharge fait apparaître de nouvelles raies courtes (raies d'étincelle d'ordre supérieur), tandis que les raies d'étincelle du premier ordre s'allongent peu à peu (L. Bloch, E. Bloch et G. Déjardin).

L'objet de cette remarque est de signaler une autre méthode permettant de faire une classification analogue tout en mettant en évidence le processus réel d'excitation. Au lieu d'étudier les variations du spectre émis par le gaz, excité en haute fréquence, en fonction de la distance au centre du tube, on examine ses variations, en un point quelconque du tube, en fonction du temps. On réalise ceci très facilement à l'aide du phosphoroscope à impulsions (P. Lejay, *C. R. Acad. Sc.*, en cours d'impression). L'excitation obtenue est encore relativement faible et l'on ne peut produire, dans le spectre visible, que les raies d'arc et les raies d'étincelle du premier ordre.

L'examen au phosphoroscope de l'aspect du tube regardé « en bout » montre que, pendant la décharge, le bord du tube est bien plus brillant que le centre. Suivant la nature du gaz ou le degré d'excitation, la grande brillance du bord est due au spectre d'arc ou au mélange du spectre d'arc et d'étincelle (du premier ordre). Après l'arrêt des oscillations électriques, on observe un phénomène inverse : le bord est obscur alors que le centre émet un spectre de raies d'arc. Lorsque le temps s'écoule, l'anneau obscur s'agrandit de plus en plus en même temps que la brillance du centre diminue.

Pendant la décharge, le spectre d'étincelle est émis aussi bien au centre qu'au bord du tube. Il est toutefois, plus intense sur le bord. Il n'y a pas disparition réelle des raies d'étincelle lorsqu'on passe du bord au centre du tube. Il n'en est pas de même pour le spectre obtenu au phosphoroscope. Au moment de la rupture de la décharge électrique, aussi bien au centre qu'au bord du tube, les raies d'étincelle cessent complètement d'être émises alors que les raies d'arc continuent à rayonner pendant 1/1000e de seconde environ après l'arrêt de la décharge.

Comme on le sait, l'émission du spectre d'arc, en phosphorescence, est due à la recombinaison des ions avec les électrons lents. Le spectre atomique peut ainsi être excité par deux mécanismes différents : soit par chocs électroniques, à partir de l'état atomique le plus bas, soit par recombinaison à partir de l'atome ionisé (non excité). Dans les expériences de L. Bloch, E. Bloch et G. Déjardin [1], les raies longues (raies d'arc) sont dues en grande partie à la recombinaison surtout dans le cas des raies à niveau élevé.

Lorsque le gaz est faiblement excité, le nombre d'atomes deux fois ionisés est très faible et la recombinaison de ces ions avec les électrons ne joue aucun rôle, c'est pourquoi nous n'obtenons aucune raie d'étincelle en phosphorescence, même en surexposant fortement les plaques photographiques. Il serait intéressant de réaliser un phosphoroscope plus puissant permettant d'exciter les raies de l'atome doublement ionisé. Dans ce cas, la concentration en atomes deux fois ionisés serait suffisante pour que leur recombinaison avec les électrons lents provoque l'émission d'un spectre d'étincelle en phosphorescence. Les raies d'étincelle longues observées par L. Bloch, E. Bloch et G. Déjardin proviennent probablement d'une phosphorescence emise à la suite d'une telle recombinaison, au moins au centre du tube.

[1] L. BLOCH, E. BLOCH et G. DÉJARDIN, *Annales de Physique*, 1924, **2**, p. 461. — G. DÉJARDIN, *Canadian Journ. of Research*, 1932, **7**, p. 556).

SECTION DE CLERMONT-STRASBOURG.

RÉUNION DU 17 MAI 1945.

Les communications précédentes ont été présentées au cours de la séance :

1. *La spectroscopie des satellites très faibles*, par P. JACQUINOT.

2. *Une nouvelle méhode électronique de zéro pour la mesure du champ électrique terrestre. Présentation d'un appareil*, par Robert LECOLAZET.

3. *Sur un mode d'utilisation de l'interféromètre Fabry-Pérot pour la recherche des satellites très faibles*, par Ch. DUFOUR.

1. — La spectroscopie des satellites très faibles;

par M. P. JACQUINOT.

Exposé d'ensemble du problème de la mise en évidence d'une radiation aussi proche que possible d'une autre par rapport à laquelle elle a une intensité relative très faible (par exemple $\Delta\lambda = 0{,}1$ Å, intensité relative 10^{-4}) et des méthodes expérimentales propres à le résoudre.

Ce problème n'a jamais été abordé systématiquement jusqu'à présent en raison des grandes difficultés rencontrées, mais l'intérêt en est considérable : recherche d'isotopes de très faible abondance, raies interdites, étude des pieds des raies.

La difficulté principale vient de ce que, dans tout appareil spectral, la figure représentant une raie monochromatique, présente toujours un étalement, dû, le plus souvent, à la diffraction tel que l'éclairement n'est réduit qu'à des valeurs relatives non négligeables (par exemple 10^{-3}) à des distances valant plusieurs fois (par exemple dix fois) la limite conventionnelle de résolution.

Deux méthodes générales peuvent être employées, sépa-

rément ou simultanément. L'une consiste à modifier dans la source spectrale même le contraste des raies au moyen du phénomène d'auto-absorption, l'autre à modifier, par des dispositifs optiques convenables la figure de diffraction pour en limiter l'étalement.

La première méthode, déjà exposée antérieurement [1], permet d'obtenir, grâce à l'emploi de tubes longs, des renforcements relatifs souvent considérables des raies faibles par rapport aux raies fortes. Ainsi, avec des tubes de 150 cm, on peut faire passer le rapport $\frac{D\alpha}{H\alpha}$ de sa valeur naturelle $1/5000^e$ à une valeur apparente $1/20^e$; sur les satellites de certaines raies de l'hélium, on peut obtenir aussi des gains du même ordre. Le gain croît avec la longueur du tube, mais on peut obtenir, avec un tube donné, les mêmes gains qu'avec un tube beaucoup plus long, grâce au jeu des réflexions multiples produites entre deux miroirs placés aux extrémités du tube. Moyennant des précautions et des réglages délicats, nous avons pu, avec Ch. Dufour [2], observer, avec un tube de 1 m, les mêmes renforcements relatifs qu'avec un tube de 10 m.

Un des procédés optiques a déjà été publié il y a six ans [3]. On y utilise une fente ponctuelle et l'objectif est diaphragmé par un carré dont une diagonale est parallèle à la direction de la dispersion. La décroissance de l'éclairement à une distance x du centre de la « raie » (qui est alors un point) est alors en $1 : x^4$ au lieu d'être en $1 : x^2$ comme dans la disposition habituelle. Les gains sont très grands et le système est constamment utilisé à Bellevue, mais la nécessité d'employer une fente ponctuelle est assez gênante.

Un autre procédé optique consiste à disposer, sur l'objectif, un écran dont la transmission décroît du centre vers les bords suivant une loi convenable. A. Couder [4] a récemment réalisé un tel écran, dont la loi de transmission est en $e^{-k\xi^2}$, en emplissant de liquide absorbant l'espace compris entre une lame de verre plane et une lentille plan-convexe, et a observé, qu'avec ce système, les anneaux de diffraction deviennent très faibles quand la transmission marginale est de l'ordre de $1/10^e$. Employé sur un spectrographe, ce système ne nécessiterait pas de fente ponctuelle et devrait être plus avantageux que le diaphragme carré tourné de 45°. Les premiers essais faits à Bellevue n'ont pas donné de très bons résultats, probablement à cause d'une qualité optique insuffisante des écrans employés.

On peut d'ailleurs utiliser dans le plan de l'onde des répartitions d'amplitude variées : il est possible en effet de calculer des fonctions de répartition telles que l'éclairement dans le plan focal satisfasse à certaines conditions de concentration plus favorables. Ces calculs sont actuellement entrepris à Clermont. Il n'est cependant pas sûr qu'il soit possible de réaliser pratiquement des dispositifs imposant à l'onde une répartition d'amplitude donnée. On peut, à défaut de mieux, remplacer cette répartition d'amplitude par une répartition de largeur de l'onde, en plaçant sur l'objectif un diaphragme découpé suivant une fonction $y = f(x)$. L'éclairement dans le plan focal répond alors aux conditions posées, mais seulement sur un axe parallèle à l'axe des x et à condition d'employer une fente ponctuelle.

[1] P. Jacquinot, *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, p. 537.
[2] Ch. Dufour et P. Jacquinot, *Cahiers de Physique*, octobre 1944.
[3] A. Couder et P. Jacquinot, *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, p. 1639.
[4] A. Couder, *C. R. Acad. Sc.*, séance du 27 décembre 1944.

2. — Une nouvelle méthode électrométrique de zéro pour la mesure du champ électrique terrestre. Présentation d'un appareil;

par M. Robert Lecolazet.

Pour la mesure du champ électrique terrestre, on utilise, habituellement, une prise de potentiel (fin jet d'eau, substance radioactive, flamme ou mèche incandescente) placée à l'air libre, au bout d'une perche et reliée à un électromètre dont la cage est au sol. Ce dispositif, vu le faible courant débité par la prise de potentiel et la capacité relativement élevée du conducteur qui la porte et de ses accessoires, possède une grande inertie électrique; il n'est, par conséquent, pas apte à déceler les variations rapides du champ électrique terrestre, D'autre part, l'isolement de l'appareil doit être particulièrement soigné si l'on ne veut pas faire des erreurs de mesure importantes.

L'auteur expose une méthode de zéro automatique, réduisant considérablement à la fois l'inertie électrique et les pertes par les isolants. Il emploie, à cet effet, un amplificateur à courant continu à trois étages, d'un montage un peu spécial qui permet, en outre, de faire la lecture du potentiel sur un voltmètre ordinaire. L'appareil, bien que réalisé avec des moyens de fortune, est suffisamment stable, malgré les fluctuations des tensions d'alimentation, pour qu'on puisse obtenir la précision du demi-volt, ce qui est largement suffisant dans la mesure du potentiel de l'air. L'étendue des mesures est limitée : elle est égale à plus de la moitié de la tension anodique qu'on peut appliquer à la lampe finale de l'amplificateur.

3. — Sur un mode d'utilisation de l'interféromètre Fabry-Pérot pour la recherche des satellites très faibles;

par M. Ch. Dufour.

La recherche d'un satellite faible au moyen d'un interféromètre Fabry-Pérot est rendue difficile par l'existence d'un « fond » non négligeable entre deux anneaux. Pour réduire cet éclairement nuisible, il faut accroître le contraste entre le sommet d'un anneau et le fond :

$$\frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \left(\frac{1+\rho}{1-\rho}\right)^2$$

(ρ étant le facteur de réflexion moyen).

On est ainsi conduit à utiliser des lames fortement argentées $\rho > 0{,}90$ pour lesquelles l'appareil devient très peu lumineux et les temps de pose prohibitifs.

En examinant les causes de ce mauvais rendement énergétique, on voit que : 1° la plus grande fraction du flux lumineux incident se réfléchit sur la première face semi-transparente et ne pénètre pas dans l'appareil; 2° la fraction τ (facteur de transmission) subit les réflexions multiples en donnant une infinité de rayons qui sortent par chacune des deux lames semi-transparentes. Comme on utilise les rayons émergents d'un seul côté, on perd encore la moitié environ de l'énergie qui a pénétré dans l'appareil; 3° les couches d'argent des miroirs absorbent de la lumière puisque $\rho + \tau < 1$.

Le mode d'utilisation décrit améliore le rendement : une fente ou « entrée claire » est ménagée dans le premier miroir, le faisceau incident évite ainsi la traversée de l'argenture et doit, obligatoirement, être incliné sur la normale aux lames. La première métallisation est opaque (pouvoir réflecteur maximum). Trois avantages en résultent : un gain de lumière, dû à l'entrée claire, un gain de lumière dû au fait que les rayons ne sortent que par l'argenture semi-transparente du second miroir, un gain de contraste, le facteur de réflexion moyen étant augmenté par l'argenture totale d'un miroir. Pour des flux incidents identiques et des champs de mêmes dimensions linéaires contenant le même nombre d'anneaux, le gain en luminosité de l'appareil à entrée claire par rapport à l'interféromètre normal, peut dépasser 100 pour de fortes argentures.

Cependant, dans le cas général, l'étendue du faisceau utile

est limitée à une faible valeur par l'entrée claire, alors qu'elle peut être beaucoup plus grande pour l'appareil normal. Il en résulte une perte de flux qui diminue le gain indiqué précédemment. Quand l'étendue du faisceau est limitée par la source, ce qui est précisément le cas des tubes longs utilisés pour la recherche des satellites faibles, on peut bénéficier intégralement du gain annoncé,

Un interféromètre à entrée claire à lames de quartz de 40 mm de diamètre est en service depuis près d'un an à Clermont. Les gains obtenus sont conformes aux prévisions.

SECTION MÉDITERRANÉE.

RÉUNION DU 17 MARS 1945.

La séance a eu lieu à Montpellier, sous la présidence de M. le Professeur Georges Reboul. Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Étude tensiométrique et polarimétrique de solutions électrolysables à l'électrode à goutte de mercure*, par M. F. Bon, professeur agrégé au Lycée de Montpellier.

2. *Recherches sur la décharge des diélectriques chargés par frottement*, par Frantz Perrier, assistant à la Faculté des Sciences (prisonnier en Allemagne). Cette communication a été présentée par M. Vassails.

1. — Étude tensiométrique et polarimétrique de solutions électrolysables à l'électrode à goutte de mercure.

par M. F. Bon.

L'auteur étudie l'adsorption à la surface mercure polarisé-solution électrolysable en fonction de la concentration, à différence de potentiel constante, en mesurant la tension superficielle au contact. Le résultat général est qu'il existe trois domaines de concentration tels que, dans chacun de ces domaines, la quantité de matière adsorbée est indépendante de la concentration, mais varie brusquement quand on passe de l'un à l'autre.

On en déduit certains résultats relatifs à la forme des courbes électrocapillaires. Tous ces résultats sont confirmés en étudiant les variations d'une autre variable liée à l'adsorption, qui est le courant électrique parcourant le système.

2. — Recherches sur la théorie de la décharge des diélectriques chargés par frottement;

par M. F. Perrier.

Le diélectrique étudié et le montage électrométrique utilisé pour en mesurer les fuites, sont, l'un et l'autre, schématisés par un condensateur shunté. Le courant de fuite i est alors donné par une équation différentielle du second ordre à coefficients constants, dans lesquels entrent les diverses caractéristiques du diélectrique et du montage.

D'autre part de la courbe expérimentale $i = f(t)$, on peut tirer graphiquement les valeurs i' et i'' des dérivées première et seconde du courant i et déduire une équation différentielle qui doit être identique à celle de la théorie.

L'identification de ces deux équations donne des relations entre les constantes du diélectrique et les caractéristiques du montage de mesure. Elle permet de rendre compte quantitativement des effets de polarisation du diélectrique et de sa décharge, ainsi que du principe de superposition, enfin elle substitue au « terme d'oubli » des facteurs calculables.

RÉUNION DU 5 MAI 1945.

La séance a eu lieu à Marseille, sous la présidence de M. Pierre Sève. Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Nouvelle méthode d'étude de la diffusion dans les liquides. Enregistrement direct du réseau des courbes* $f(c, x, t) = 0$, par M. Édouard Calvet.

2. *Étude interférométrique de la diffusion du phénol et de l'urée dans l'eau*, par MM. Édouard Calvet et Raymond Chevalerias.

3. *Les changements de spectre de γ Cassiopeiæ*, par M. D. Belorizky.

1. — Nouvelle méthode d'étude de la diffusion dans les liquides. Enregistrement direct du réseau des courbes $f(c, x, t) = 0$;

par M. Édouard Calvet.

Laboratoire de Chimie générale
de la Faculté des Sciences de Marseille.

La diffusion verticale d'un corps pur dans un de ses solvants est habituellement représentée par l'équation de Fick :

$$\frac{dc}{dt} = k\frac{d^2c}{dx^2} \tag{1}$$

dans laquelle c est la concentration au temps t en un point de niveau x.

Les nombreux procédés de mesure du coefficient de diffusion k, actuellement connus, utilisent des cas particuliers d'intégration de l'équation de Fick, en *supposant k constant*. Or, l'expérience a montré que k est fonction de c et probablement aussi du gradient de c. Toutes ces méthodes paraissent donc incorrectes.

J'ai opéré en sens inverse. J'ai réussi à obtenir expérimentalement par enregistrement photographique direct, la représentation graphique de la surface $f(c, x, t) = 0$ pour un processus *quelconque* de diffusion verticale. Les mesures de $\frac{dc}{dt}$ et de $\frac{d^2c}{dx^2}$ s'obtiennent alors par dérivation et l'on en déduit leur quotient k.

Obtention du réseau des courbes $f(c, x, t) = 0$. — Une double cuve à faces parallèles est remplie d'un côté par un liquide témoin (solvant pur ou solution homogène du corps étudié), de l'autre côté par le même liquide dans lequel le processus de diffusion se produit.

Deux faisceaux lumineux provenant d'une double fente de Young verticale et *dont les rayons se propagent uniquement dans des plans horizontaux*, traversent ces cuves. Ils présentent, à la sortie, une différence de marche δ proportionnelle à la différence d'indice Δn à chaque niveau dans les deux cuves.

La différence de concentration c qui y correspond, restant petite, est aussi proportionnelle à Δn ; δ est donc proportionnel à c.

Les faisceaux interfèrent ensuite et donnent un tableau de franges qui, primitivement verticales lorsque le liquide était homogène, se courbent et se déplacent au cours de la diffusion. En effet, considérons une frange verticale f_0 avant la diffusion. Lorsque celle-ci a lieu, chaque point de la frange f_0 subit un déplacement horizontal d, variable avec le niveau x, proportionnel à δ, donc à c. On a donc, finalement, $d = Ac$ (A = const.).

On reçoit le tableau de franges sur un enregistreur photographique formé d'un cylindre à axe vertical, muni d'un film, tournant lentement d'un mouvement uniforme autour de cet axe, derrière une fente verticale très fine (1/10e de mm). Celle-ci est rigoureusement parallèle à la direction des franges avant la diffusion.

Considérons une frange courbée f qui coupe la fente de l'enregistreur en un point M. La distance d, qui sépare M de la position primitive f_0 de la frange f (avant la diffusion) est

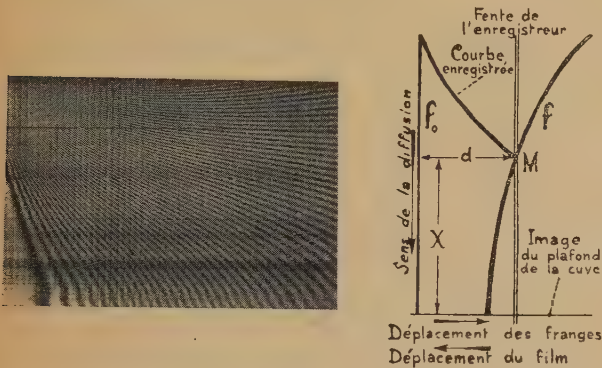


Fig. 1.

constante et représente une valeur constante de la concentration. Il en résulte que la courbe enregistrée par le point M, au cours de la déformation de la frange f, est une *courbe d'égale concentration* c.

D'autre part, deux franges voisines du tableau d'interférences sont écartées horizontalement de l'intervalle constant ε (équidistance) quelle que soit la déformation causée par le processus de diffusion. Les courbes enregistrées sont donc telles qu'en passant de l'une à la suivante, la concentration varie de la quantité constante $c = \frac{\varepsilon}{A}$.

Finalement, le cliché enregistré représente un *réseau de courbes d'égales concentrations* qui est la *projection sur le plan des x et des t des courbes de niveau équidistantes de* Δc *en concentration.* On obtient ainsi, automatiquement, la représentation complète de la surface $f(c, x, t)$ pendant toute la durée du phénomène.

Description de l'appareil utilisé. — J'ai construit un interféromètre spécialement adapté à la mesure des coefficients de diffusion.

On réalise une source lumineuse ponctuelle et monochromatique avec une lampe à vapeur de mercure, un filtre et un objectif O_1 qui projette l'image de la lampe sur un trou de très petit diamètre (0,1 mm). Celui-ci est placé au foyer-objet d'un objectif O_2 qui donne ainsi un faisceau cylindrique horizontal. Ce faisceau tombe sur une lentille cylindrique C_1 dont la focale verticale se projette sur une fente réglable F. A partir de F, la propagation des rayons a donc lieu uniquement dans des plans horizontaux. Le faisceau diffracté par F éclaire la double fente d'Young. Chacun des deux faisceaux qui en provient passe par l'une des deux parties de la double cuve C. Un objectif O_3 donne l'image de la double cuve C sur la fente de l'enregistreur (ou sur une plaque photographique par l'intermédiaire d'un prisme équerre escamotable). D'autre part, O_3 est réglé de façon que l'image de la fente F se forme dans le plan focal-objet d'une lentille cylindrique C_2 de grande puissance, à axe vertical, qui donne, par conséquent, à l'infini, l'image du tableau de franges. La lentille C_2 ne modifie pas le grandissement vertical de l'image de la cuve sur l'enregistreur donnée par O_3. Elle n'intervient que dans le grandissement horizontal qui n'a pas à être connu. Ce dispositif permet d'obtenir à la fois une image nette du plan de la cuve sur l'enregistreur et un tableau de franges de dimensions convenables; il réduit en même temps au minimum les pertes de lumière. Ajoutons que O_3 doit assurer l'orthoscopie.

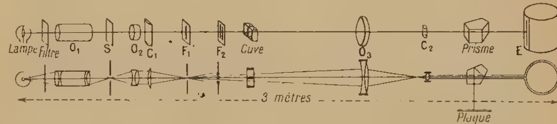


Fig. 2.

On appellera G le grandissement vertical de l'image de la cuve réalisé sur l'enregistreur.

Mesure du coefficient de diffusion. — Soit à faire la mesure du coefficient de diffusion en un point M du cliché enregistré. Coupons le réseau des courbes d'égale concentration par une droite verticale passant par M (droite parallèle à l'axe des X). Mesurons les intervalles successifs I qui séparent deux franges consécutives au comparateur ou au microphotomètre enregistreur. Les intervalles $\frac{I}{G} = \Delta x$ mesurent les distances verticales de deux points de la cuve pour lesquels la différence de concentration est $\Delta c = A\varepsilon$. On déduit

$$\frac{\Delta c}{\Delta x} = \frac{A\varepsilon G}{I}.$$

Pour avoir $\frac{d^2 c}{dx^2}$, nous traçons la courbe $\frac{1}{I} = f(X)$; les X étant les abscisses comptées sur le tableau de franges correspondent à $\frac{I}{G} = x$ sur la cuve. Menons la tangente au point dont l'abscisse est celle du point M; soit a le coefficient angulaire de cette tangente; il est aG pour la courbe $\frac{1}{I} = f(x)$. On a donc

$$\frac{d^2 c}{dx^2} = A\varepsilon G^2 a. \qquad (2)$$

Pour mesurer $\frac{dc}{dt}$, on coupe le cliché par une droite horizontale (parallèle à l'axe des t) passant par M. On mesure de la même façon que précédemment les intervalles I' qui séparent horizontalement deux courbes consécutives. On trace la courbe $I' = f(t)$ qui permet de mieux évaluer I' autour du point M.

Le quotient de I' par la vitesse v de déplacement du film donne la durée Δt qui correspond à la variation de concentration $\Delta c = A\varepsilon$. D'où

$$\frac{\Delta c}{\Delta t} = \frac{A\varepsilon v}{I^2}. \qquad (3)$$

De (1), (2) et (3), on déduit

$$k = \frac{v}{G^2}\frac{1}{I'a}.$$

Résultats. — Les premiers clichés nous ont montré que la représentation photographique à trois dimensions que nous avons obtenue est riche en observations que l'on peut en déduire, non seulement au point de vue de l'étude de la diffusion, mais aussi au point de vue de la cinétique moléculaire des liquides. Nous ne citerons comme exemple que le fait suivant :

La tangente aux franges sur le plafond de la cuve ne reste pas verticale au cours de la diffusion. Cela démontre une dissymétrie entre l'onde incidente de diffusion et l'onde réfléchie. Le principe dit de « réflexion » est en défaut. Cela peut s'interpréter par l'existence de la pression interne de Van der Waals qui retarde les molécules incidentes et accélère les molécules réfléchies.

La mesure des coefficients de diffusion k en un grand nombre de points pris sur un même cliché permet de se rendre compte de l'influence de c et de $\frac{dc}{dx}$ sur la valeur de k. Les mesures que nous avons actuellement effectuées démontrent que cette influence est grande.

Enfin, signalons que la méthode précédente, convenablement adaptée, est applicable à l'étude de la conductibilité thermique des liquides.

2. — Étude interférométrique de la diffusion du phénol et de l'urée dans l'eau;

par MM. Édouard Calvet et Raymond Chevalerias.

Laboratoire de Chimie générale
de la Faculté des Sciences de Marseille.

Les expériences de diffusion effectuées avec l'appareil interférométrique conçu par l'un de nous [1] sont de deux sortes :

1° Celles dont le but est la recherche du domaine de validité de la loi de Fick.

2° Celles qui sont destinées à préciser les détails du phénomène de diffusion, pour tâcher d'en découvrir les lois.

I. Mesures du coefficient de diffusion k. — *a. Mise en place de l'expérience.* — Nous avons utilisé une double cuve dont chaque compartiment, de section carrée, de 1 cm de côté, avait 2 cm de haut. L'une de ces cuves contenait de l'eau pure (cuve témoin); l'autre (cuve laboratoire) était garnie de la façon suivante : on place d'abord la solution à faire diffuser au fond de la cuve jusqu'au niveau d'une grille à larges mailles que l'on recouvre d'un diaphragme de papier filtre préalablement mouillé; celui-ci a pour but d'éviter le mélange des liquides lorsqu'on ajoute ensuite l'eau pure dans laquelle doit se produire la diffusion. On place enfin une cloison horizontale formant plafond étanche.

b. Mesures. — Sur deux clichés relatifs à la diffusion du phénol et de l'urée dans l'eau, on a mesuré les interfranges I et I', au comparateur, le long de 15 sections horizontales et de 17 sections verticales, ce qui nous a donné plus de 200 valeurs de k.

c. Résultats. — Toutes nos expériences ont été effectuées dans une cave à la température constante de 16°.

1. *Cas de l'urée* : 0,4 cm³ d'une solution d'urée à 2 pour 100 diffusent, dans 1,5 cm³ d'eau, k varie peu avec le temps (sauf pour les 2 premières heures et en des points éloignés du plafond, où k décroît avec le temps). Il varie surtout avec le niveau : en partant du plafond, k reste constant sur une hauteur d'environ 4 mm, puis croît rapidement dans le reste de la zone étudiée : à 9 mm du plafond, il atteint 3 à 5 fois sa valeur initiale, qui est $0{,}98 \cdot 10^{-5}$ C. G. S.

2. *Cas du phénol* : 0,4 cm³ d'eau phéniquée à 7 pour 100 diffusent dans 1,5 cm³ d'eau. On trouve aussi de faibles variations de k avec le temps et de fortes variations avec le niveau. Près du plafond, k est constant, puis décroît rapidement; à 9 mm du plafond, il n'est que la moitié de la valeur initiale : $0{,}75 \cdot 10^{-5}$ C. G. S.

Les variations de k suivant le niveau sont donc en sens inverse pour l'urée et pour le phénol. Ceci est conforme aux résultats acquis antérieurement : on admet une décroissance générale de k quand la concentration croît, sauf pour l'urée où ce serait l'inverse [2].

II. Étude qualitative de la diffusion. — Le cas le plus général de diffusion est celui où deux couches de concentrations différentes (très voisines cependant, pour que l'effet thermique dû à la dilution soit négligeable) sont séparées par un diaphragme poreux infiniment mince. Nous nous sommes rapprochés de ce cas idéal en utilisant les modes opératoires suivants :

1. *Emploi d'un diaphragme poreux.* — Celui-ci ne modifie l'allure de la diffusion qu'en son voisinage immédiat.

2. *Expériences sans diaphragme.* — *a.* On fait tomber un cristal de soluté (environ 5 mg) dans la cuve pleine de solvant. L'expérience montre que la perturbation causée par la dissolution du cristal au cours de sa chute est absolument négligeable. Par contre, l'effet thermique dû à la dissolution ne

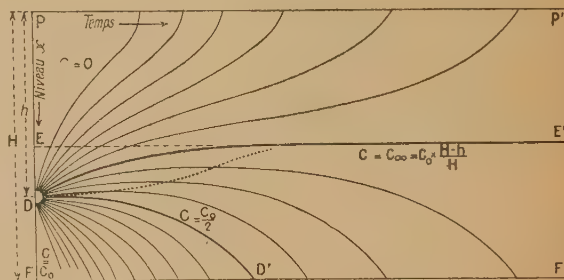


Fig. 1.

l'est pas, tout au moins au début de l'expérience et au voisinage du fond de la cuve. Cette méthode réalise le cas particulier où la couche de solution a une épaisseur très faible par rapport à celle de la couche de solvant pur.

b. En opérant avec précaution, on peut superposer deux couches de liquides de densités différentes (solution et solvant). La zone troublée, qui peut n'avoir que 1 mm d'épaisseur, disparaît au bout de quelques minutes.

Des clichés obtenus par les trois méthodes précédentes, on peut déduire l'allure générale du diagramme théorique représentant les courbes d'égales concentrations dans le plan des x et des t.

Les courbes partent toutes du point D, niveau initial de séparation des deux couches. Elles se divisent en deux groupes, dont l'un aboutit sur la trace du plafond PP', et l'autre sur celle du fond FF'. La courbe DE', qui sépare les deux groupes, reste horizontale à partir d'un certain instant; le niveau correspondant paraît être au milieu de la cuve; la concentration correspondante est égale à la concentration finale.

Il existe un groupe de courbes qui passent par un maximum : elles sont comprises entre DE' (qui a une asymptote horizontale) et DD' (dont la tangente en D est horizontale). L'existence d'un maximum pour la concentration a été mise en évidence par certains auteurs [3].

De la projection cotée de la surface $f(c, x, t) = 0$ sur le plan des x et des t, on peut déduire graphiquement les projections cotées sur les deux autres plans de coordonnées.

1° Les courbes donnant la concentration en fonction du temps pour un niveau donné, sont de trois sortes ; elles croissent

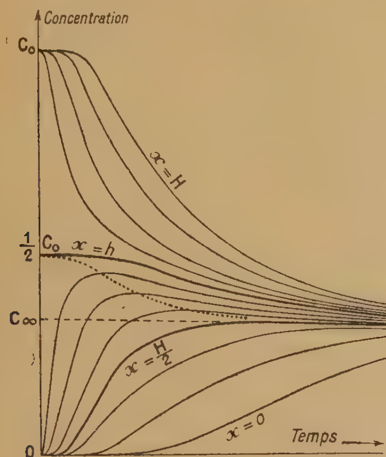


Fig. 2.

pour les niveaux compris entre P et E; elles décroissent pour ceux compris entre F et D ; pour les niveaux situés entre D et E, les concentrations croissent puis décroissent.

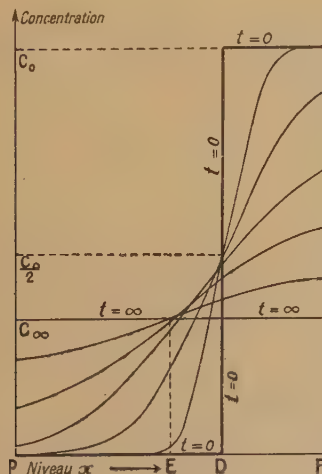


Fig. 3.

2° Les courbes donnant la concentration suivant le niveau (à un instant donné) vérifient une relation fondamentale : elles se déforment en gardant une aire constante. En effet, si l'on appelle s la section de la cuve à diffusion, le produit $c.s.dx$ représente la masse de soluté contenue dans la tranche d'épaisseur dx et $s\int_0^H c\,dx$ représente la masse totale du soluté, qui est fixe.

De nombreux autres détails de la diffusion ont été mis en évidence ou sont en cours d'étude.

[1] E. Calvet, *Soc. franç. de Phys.*, Section Méditerranée, séance du 5 mai 1945.

[2] Zuber, *Zeit. f. Phys.*, 1932, **9**, p. 280-291.

[3] Scheffer, *Zeit. Phys. Chem.*, 1888, **2**, p. 390. — Procopiu, *Annales de Physique*, 1918, **9**, p. 96.

3. — Les changements de spectre de γ *Cassiopeiæ* ;

par M. D. Belorizky.

Nous avons observé γ *Cassiopeiæ* à l'Observatoire de Marseille avec un prisme objectif depuis 1935. A cette époque, cette étoile, qui appartient à la classe Bop, d'après la classification de Harvard, avait les raies H_α, H_β et H_γ en émission. Les étoiles du type B sont caractérisées par un spectre continu, entrecoupé par les raies d'absorption de l'hydrogène et de l'hélium. On admet que la température de la surface est de l'ordre de 20 000°. Parmi ces étoiles, on en connaît plus de 200 ayant quelques raies d'émission, en général les premières raies de la série de Balmer. γ *Cassiopeiæ* appartenait, jusqu'à maintenant, à ce groupe d'étoiles.

Vers la fin de 1936, l'étoile a augmenté d'éclat et toute la série de Balmer est devenue d'émission comme d'ailleurs les raies de He I et certaines raies métalliques ionisées. Mais les raies les plus intenses étaient celles de la série de Balmer. Sur un cliché de février 1937, nous avons pu compter 17 raies de cette série bien visibles. D'ailleurs, les raies sont nettes et fines.

A la fin de 1938, les raies de l'hydrogène à partir de H_ζ s'élargissent et s'estompent et leur contraste, par rapport au fond continu, diminue. D'ailleurs, toutes sont bordées de deux côtés par une faible absorption.

Le même processus continua du violet vers le rouge et au commencement de 1939, H_α, H_β et H_γ, seules, étaient fines et nettes ainsi que la raie 5876 de He I, tandis que H_δ, H_ε et H_ζ s'élargissent, s'estompent et perdent leur contraste. Mais ces raies sont toujours en émission. Les autres raies de la série de Balmer deviennent presque invisibles et se confondent avec le spectre continu. On les devine plutôt qu'on ne les voit.

La position de l'Observatoire de Marseille ne nous permet pas d'observer γ *Cassiopeiæ* entre avril et juillet. La guerre nous a empêché toute observation jusqu'à la fin de 1940. A cette époque, nous avons constaté que la seule raie d'émission dans la série de Balmer était la raie H_α. D'ailleurs, nos spectres ne montrent aucune autre raie d'émission. Nous avons signalé ce fait en son temps (*J. O.*, V. 23, 1940, p. 139).

Profitant de notre séjour à l'Observatoire de Haute-Provence en 1944, nous avons pu faire quelques spectres de l'étoile avec un spectroscope à fente, monté sur le télescope de 1,20 m. Le fait le plus remarquable fut, qu'en octobre 1944, la raie H_α n'était plus en émission. Le spectre de γ *Cassiopeiæ*, se présente alors comme celui d'une étoile du type B, sans raies d'émission. On voit, parmi les raies d'absorption en dehors de la série de Balmer, les raies 4472, 4388, 4026 et 3820 de He I.

Le fait de n'avoir plus aucune raie de la série de Balmer en émission est sans précédent dans l'histoire spectroscopique de γ *Cassiopeiæ*, pour laquelle on peut remonter dans le passé jusqu'à 1880. Remarquons que l'étoile a diminué d'éclat. En 1935, elle était de magnitude 2,2, tandis que, actuellement, elle n'est que de 2,8 environ.

RÉUNION DU 26 MAI 1945.

Au cours de la séance, tenue à Marseille, les communications suivantes ont été présentées :

1. *Étude théorique des variations des propriétés optiques d'une lame mince avec l'épaisseur*, par M. Pierre COTTON, assistant à la Faculté des Sciences de Marseille.

2. *Emploi d'un abaque pour la détermination graphique des facteurs de réflexion des lames métalliques déposées sur un support transparent*, par M. D. MALÉ.

3. *Propriétés de certains ensembles de particules. Application à une image de l'état liquide*, par M. R. MÉRIGOUX.

1. — Étude théorique des variations des propriétés optiques d'une lame mince avec l'épaisseur;

par M. Pierre COTTON.

Il est intéressant de pouvoir déterminer rapidement les variations, en fonction de l'épaisseur des propriétés optiques d'une lame mince d'indice $n_1 = \nu_1 - j\chi_1$, transparente ou non, simple ou double, déposée sur un support transparent. Les calculs étant longs et pénibles, une méthode graphique plus rapide, permettant de voir rapidement l'allure de ces lois de variations, a été mise au point. Elle est basée sur des considérations géométriques simples, et son emploi est relativement facile.

Le rapport de l'amplitude complexe réfléchie par une lame d'épaisseur d_1, à l'amplitude incidente [1] peut toujours, même dans le cas d'une lame à couches multiples, se mettre sous la forme

$$\frac{b_0}{a_0} = \rho e^{j\varphi} = \rho_0 e^{j\varphi_0} \frac{\alpha - e^{2jp}}{\beta - e^{2jp}}, \qquad e^{2jp} = e^{4\pi j n_1 \frac{d_1}{\lambda}}.$$

Le facteur de réflexion de la lame est $R = \rho^2$ la variation de phase par réflexion φ.

En portant dans le plan de la variable complexe les points A, B et M d'affixes respectives α, β et e^{2jp} et en mesurant les longueurs MA, MB et l'angle orienté $\widehat{\text{MB, MA}}$ on aura tous les éléments nécessaires à la détermination de R et de ρ; en effet,

$$\rho = \rho_0 \frac{\overline{\text{MA}}}{\overline{\text{MB}}}, \qquad \mathcal{R} = \rho_0^2 \frac{\overline{\text{MA}}^2}{\overline{\text{MB}}^2}, \qquad \varphi = \varphi_0 + \widehat{\text{MB, MA}}.$$

Lorsque l'épaisseur d_1 de la lame varie, son indice complexe étant supposé constant (ce qui, en pratique, n'est vrai qu'en première approximation), le point M (e^{2jp}) décrit une spirale logarithmique. En traçant cette spirale, les points A et B étant fixes, on aura tous les éléments nécessaires au tracé des courbes de variation de phase et facteur de réflexion en fonction de l'épaisseur avec une précision de l'ordre de 1/200e.

La forme de la spirale ne dépend que du rapport $\frac{\chi_1}{\nu_1}$, il en résulte :

1° que la même spirale peut servir, dans le cas d'un support transparent à la détermination :

a. du facteur de réflexion et de la variation de phase côté support, en portant un point supplémentaire A′ et en mesurant MA′ et $\widehat{\text{MB, MA}'}$;

b. du facteur de transmission de la lame qui peut se mettre sous la forme (1)

$$\mathcal{T} = \frac{\overline{\text{OM}}}{\overline{\text{MB}}^2} k.$$

2° dans le cas d'une lame de même indice complexe, déposée sur un support différent (métallique ou non), seuls changent les points A, B et, éventuellement, A′;

3° deux corps pour lesquels le rapport $\frac{\chi_1}{\nu_1}$ a même valeur donneront la même spirale (mais la graduation de celle-ci, en fonction de l'épaisseur, varie, l'indice de réfraction n'étant pas nécessairement le même), et des points A, B et A′ différents.

Dans le cas de couches transparentes ($\chi_1 = 0$), la construction géométrique se simplifie, la spirale dégénérant en un cercle. On arrive très aisément à traiter ainsi le cas d'une lame mince, déposée sur un support transparent pour atténuer la lumière réfléchie [une telle lame, obtenue par projection thermique de LiF ($n = 1{,}336$) sur verre, a été présentée] ou déposée sur support métallique pour accroître le facteur de réflexion. Le cas, beaucoup plus complexe d'une couche double destinée à supprimer totalement la réflexion peut être très facilement traité du point de vue théorique, les tracés des réseaux de courbes $R = f(d_1, d_2)$ prenant une journée environ.

[1] P. ROUARD, *Annales de Physique*, 1937, **7**, p. 291.

2. — Emploi d'un abaque pour la détermination graphique des facteurs de réflexion des lames métalliques déposées sur un support transparent;

par M. D. MALÉ.

Le rapport de l'amplitude complexe de l'onde réfléchie à l'amplitude de l'onde incidente est donné par la relation [1]

$$\frac{b_0}{a_0} = \frac{r_1 + r_2 e^{-2jp}}{1 + r_1 r_2 e^{-2jp}}$$

avec, dans le cas de l'incidence normale,

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}, \qquad r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \qquad p = 2\pi n_1 \frac{l}{\lambda}.$$

Les calculs par cette formule des facteurs de réflexion air/métal (R), verre/métal (R') et des différences de phases correspondantes (Δ, Δ') sont très pénibles et très longs. Il est donc intéressant et plus rapide d'opérer uniquement par voie graphique; l'opération se fait en deux temps.

I. *Construction des facteurs de réflexion de Fresnel* r_1 *et* r_2.

On pose

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} = -\frac{n_1/n_0 - 1}{n_1/n_0 + 1} = \rho_1 e^{j\alpha_1} \qquad (n_0 \text{ réel}, \; n_1 = \nu - j\varkappa),$$

d'où, dans le plan de la variable complexe, le graphique suivant (*fig* 1).

On obtient

$$\rho_1 = \frac{\text{IN}}{\text{ID}}, \qquad \alpha_1 = \pi - \theta_1.$$

Remarquons que le lieu des points I du plan tels que le

rapport des distances aux deux points fixes N et D est une circonférence, et que le lieu des points I tels que l'angle θ_1 est constant est aussi une circonférence. Sur le segment DN

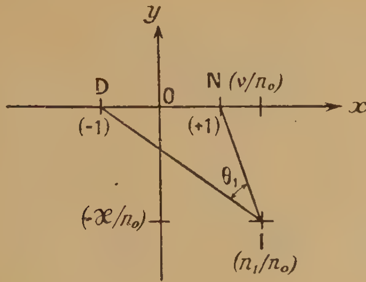


Fig. 1.

(égal à 20 cm par exemple), j'ai donc construit les deux familles de circonférences qui donnent instantanément, par simple lecture ρ_1 et θ_1, quand on connaît ν, $\varkappa$ et n_0.

En posant

$$r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = \frac{n_1/n_2 - 1}{n_1/n_2 + 1} = \rho_2\, e^{j\alpha_2},$$

on obtient de même par simple lecture ρ_2 et $\alpha_2 = -\theta_2$.

II. *Construction du facteur de réflexion* $\frac{b_0}{a_0}$,

$$\frac{b_0}{a_0} = \frac{1}{r_1}\,\frac{\dfrac{r_1}{r_2} + e^{-2jp}}{\dfrac{1}{r_1 r_2} + e^{-2jp}},$$

il suffit de déterminer le rapport

$$\frac{\dfrac{r_1}{r_2} + e^{-2jp}}{\dfrac{1}{r_1 r_2} + e^{-2jp}} = \rho\, e^{j\alpha},$$

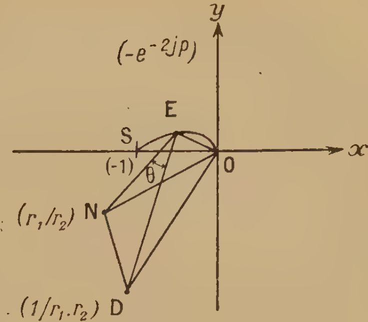


Fig. 2.

avec

$$-2jp = -4\pi j n_1 \frac{l}{\lambda} = -4\pi\varkappa\frac{l}{\lambda} - 4\pi j\nu\frac{l}{\lambda} = -k\delta - j\delta,$$

où

$$k = \frac{\varkappa}{\nu} \quad \text{et} \quad \delta = 4\pi\nu\frac{l}{\lambda}.$$

D'où la construction suivante (*fig.* 2).

On obtient

$$\rho = \frac{\overline{EN}}{\overline{ED}} \quad \text{et} \quad \alpha = -\theta.$$

Quand δ varie en même temps que $\frac{l}{\lambda}$, le point E décrit

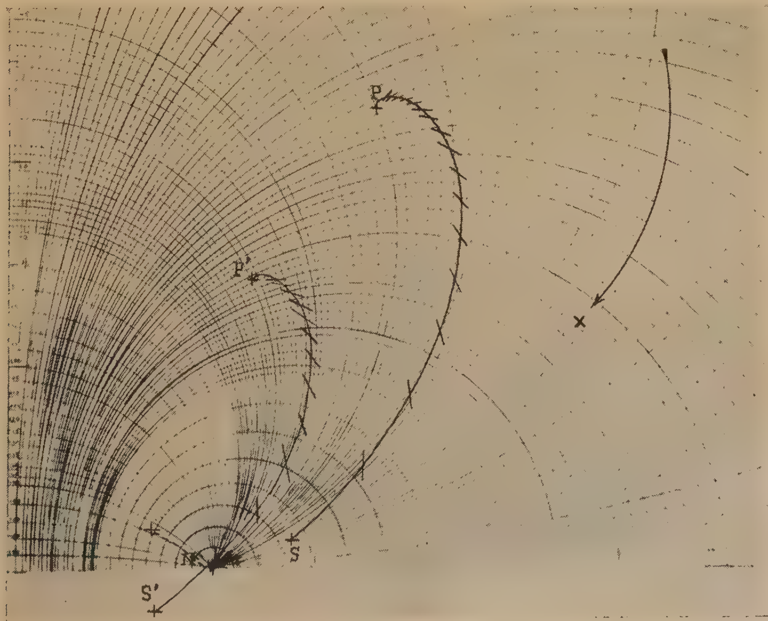


Fig. 3.

un arc de spirale logarithmique. Par un choix convenable de l'échelle, je prends $\overline{DN} = 20$ cm. (A noter qu'un changement d'échelle est équivalent à une rotation de la spirale autour de son pôle O.) Le segment de base de l'abaque, utilisé précédemment, est ensuite amené en coïncidence avec DN et on lit directement ρ et α (*fig.* 3).

Cette méthode, entièrement graphique, permet de tracer, en quelques heures, toutes les courbes théoriques donnant R, R', Δ, Δ' et même T en fonction de l'épaisseur de

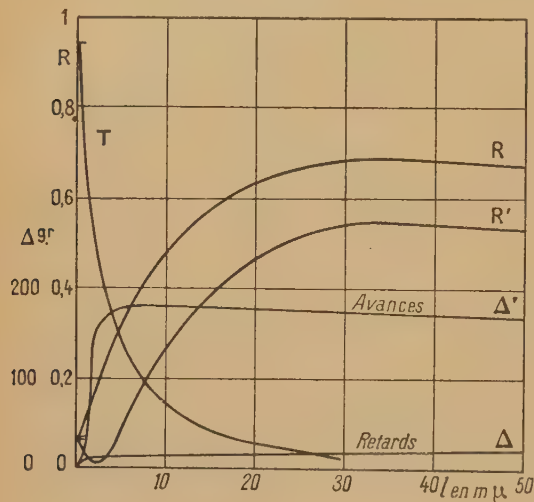


Fig. 4. — Courbes théoriques relatives au chrome déposé sur verre.

$\lambda = 5780$ Å, $\quad \nu = 3{,}56$, $\quad x\ 4{,}6$, $\quad n_0 = 1$, $\quad n_v = 1{,}52$.

la couche, avec une précision de l'ordre du centième (*fig.* 4). Le calcul exigerait un travail de plusieurs semaines.

La construction se simplifie dans le cas où l'on considère des lames transparentes : la spirale logarithmique devient une circonférence. La méthode peut aussi s'appliquer dans le cas de plusieurs lames et dans le cas d'une incidence quelconque.

[1] ROUARD, *Annales de Physique*, 1937, **7**, p. 921.

3. — Propriétés de certains ensembles de particules. Application à une image de l'état liquide;

par M. R. MÉRIGOUX.

Le but de cet exposé est un essai de représentation simple et cohérente des propriétés que l'on attribue habituellement à l'état liquide. Dans un ensemble de particules à symétrie sphérique et en interaction réciproque, la force d'interaction $f(r)$ entre deux particules est supposée attractive si la distance des centres est supérieure à une certaine valeur r_0 et répulsive dans le cas contraire. On considère également une sphère de rayon $r_1 < r_0$, dite sphère d'interdiction, à l'intérieur de laquelle la probabilité de trouver un centre est pratiquement nulle [1]. Cette grandeur r_1 jouera, dans les calculs, un rôle primordial; elle correspond à la zone des répulsions et cela est normal car, dans un liquide où les molécules sont soumises à l'agitation thermique et à une énorme pression interne, les forces répulsives jouent un rôle capital. Au delà de r, la densité particulaire est supposée constante et égale à N.

On démontre qu'il existe, pour cet ensemble, une pression interne :

$$p_i = 2\pi N^2 P(r_1) = 2\pi N^2 \int_{r_1}^{\infty} \frac{r^3}{3} f(r)\,dr. \tag{1}$$

Elle est, en gros, inversement proportionnelle au carré du volume spécifique v, comme la pression introduite par Van der Waals; mais elle contient un terme $P(r_1)$ capable de s'annuler et même de changer de signe si r_1 vient à diminuer.

En désignant par μ la masse spécifique, on peut également calculer une énergie de dispersion :

$$JL - RT = JD = \frac{2\pi N^2}{\mu} P(r_1). \tag{2}$$

Entre l'énergie de dispersion et la pression interne, on retrouve donc directement des relations très simples qui se réduisent à $JD = \frac{p_i}{\mu}$ dans le cas d'une dispersion totale des particules dans le vide.

L'énergie superficielle γ est également calculable en fonction de la force d'interaction et de r_1 :

$$\gamma = \frac{\pi N^2}{2\beta} W(r_1) = \frac{\pi N^2}{2\beta} \int_{r_1}^{\infty} \frac{r^4}{8} f(r)\,dr, \tag{3}$$

tandis que la température est supposée pouvoir s'introduire par la relation

$$\alpha \frac{3RT}{2N} = \int_{r_1}^{\infty} -f(r)\,dr \tag{4}$$

déterminant le potentiel en r_1.

Les coefficients α et β sont empiriques.

L'ensemble des relations (2), (3) et (4) constituent un système d'équations de structure permettant de déduire la loi d'interaction et la dimension de la molécule de la simple mesure de L, γ et μ.

Si l'on admet pour la force d'interaction la forme

$$f(r) = \frac{a}{r^p} - \frac{b}{r^{p+n}} = a_K \frac{r^n - r_0^n}{r^K},$$

on démontre facilement que, pour satisfaire à la convergence des intégrales introduites, il est nécessaire d'avoir

$$p = K - n \geq 6.$$

Si, en première approximation, on prend $n = 1$ et si l'on confond r_1 avec r_0, valeur autour de laquelle les grandeurs attachées à un liquide sont maxima et par conséquent varient peu, les relations de structure déterminent très simplement k et, finalement, r_0 :

$$r_0 = \beta \frac{8}{3} \frac{K-6}{K-4} \frac{2\gamma}{JD\mu} = \frac{K-6}{K-4} D_0.$$

Il est remarquable, en effet, que l'expression $\frac{2\gamma}{JD\mu}$ ait les dimensions d'une longueur et soit toujours de l'ordre des grandeurs moléculaires. Ces relations s'appliquent particulièrement bien à quelques liquides dont les particules sont à

[1] C'est à M. BRILLOUIN qu'est due cette notion : *Annales de Physique*, 8 mai 1913, p. 48.

symétrie sphérique ou même quelconque, pourvu qu'elles ne soient pas polaires :

Tétrachlorure de carbone à 20° : on trouve $K = 10$, $r_0 = 5,67$ Å coïncidant avec la sphère circonscrite déduite de la diffraction des électrons.

Mercure à 20° :

$$K = 6,65, \qquad r_0 = 2,82 \text{ Å}.$$

Brome à 58° :

$$K = 8, \qquad r_0 = 4,02 \text{ Å};$$

ici, une sorte d'équivalent sphérique apparaît, de diamètre légèrement inférieur à la plus grande dimension de la molécule (4,56 Å).

Dichlorométhane à 20° :

$$K = 10, \qquad r_0 = 5,05 \text{ Å}.$$

Sulfurure de carbone à 46° :

$$K = 9,5, \qquad r_0 = 4,4 \text{ Å}.$$

Le calcul de K est en défaut pour le liquide très polaire qu'est le chloroforme; toutefois, le terme D_0 semble indiquer un équivalent sphérique possible pour le groupement des molécules deux par deux.

RÉUNION DU 15 JUIN 1945.

La séance, présidée par M. G. Reboul, a eu lieu à Montpellier. Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Montage pour la mesure des facteurs de transmission et de réflexion sous l'incidence normale*, par M. Ch. Bouhet, professeur à la Faculté des Sciences et Mlle Huot de Longchamp.

2. *Sur la diffusion de la lumière polarisée par les lames orientées de cristaux liquides*, par M. Pierre Chatelain, professeur à la Faculté des Sciences.

1. — Montage pour la mesure des facteurs de transmission et de réflexion sous l'incidence normale;

par M. Ch. Bouhet et Mlle Huot de Longchamp.

La plupart des dispositifs employés jusqu'ici dans la mesure des facteurs de transmission et de réflexion d'une lame semi-transparente ont, en général, l'inconvénient de ne pas permettre cette détermination sous une incidence rigoureusement normale pour une région rigoureusement la même de la lame étudiée. Le montage décrit évite cet inconvénient et a l'avantage d'une réalisation très simple. Il permet de mesurer les facteurs de transmission et de réflexion de l'ensemble lame support et couche métallique, ou de la couche métallique seule. Dans ce dernier cas, il est possible de distinguer les facteurs de réflexion relatifs à la réflexion métal-verre, ou métal-air.

2. Sur la diffusion de la lumière polarisée par les lames orientées de cristaux liquides ;

par M. Pierre Chatelain.

Les cristaux liquides, même en préparation bien orientée, diffusent suffisamment de lumière pour qu'il soit possible d'en faire une mesure relative par une méthode visuelle.

Un photomètre a été réalisé permettant cette mesure pour des angles de diffusion compris entre 10 et 50°; la lumière incidente est polarisée, la lumière diffusée est analysée.

Deux résultats importants ont été mis en évidence : 1° la diffusion est indépendante de la température; 2° le faisceau diffusé de beaucoup le plus intense vibre perpendiculairement à la direction du faisceau éclairant, autrement dit les facteurs de dépolarisation sont supérieurs à l'unité.

Ces faits tendent à prouver que, comme dans les solutions colloïdales ou de corps à grosses molécules, les cristaux liquides seraient formés de paquets de molécules dont les dimensions sont de l'ordre de grandeur des longueurs d'ondes lumineuses.

Rectification.

Page 12 S, communication de M. Louis Hugues : *Actions capillaires dans les sols pulvérulents* :

1. La notation ρ, qui désignait — dans tout le texte — la densité du liquide a été systématiquement transformée en f, cette dernière notation désignant, comme indiqué d'ailleurs, la résultante des forces capillaires.

2. Au paragraphe 2, lire *quantité de mouvement*, au lieu de *moment cinétique*, toutes les fois où ce dernier terme est écrit.

RÉUNION DU 16 JUIN 1945.

La séance, présidée par M. François Canac, a eu lieu à Marseille. Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Étalement de quelques huiles sur les métaux*, par M. R, Morlock.

2. *Sur un critère de l'aptitude à l'emboutissage*, par M. A. Molès.

1. — Étalement de quelques huiles sur les métaux;

Par R. Morlock.

L'existence des forces intermoléculaires de cohésion et d'adhésion conduit à faire admettre la présence à la surface de toute masse solide ou liquide d'un champ de forces superficiel, qui joue le rôle d'une barrière d'énergie empêchant les molécules de s'éloigner de la masse.

Un raisonnement simple montre, qu'à la lisière des gouttes liquides reposant sur un support (sommet des angles de contact), cette barrière s'abaisse, et peut même disparaître ou changer de signe. L'agitation thermique peut alors très facilement faire échapper les molécules hors de la goutte, le long de la surface du support, suivant un processus comparable à une vaporisation à deux dimensions, ce qui constitue

le mode d'étalement par émission moléculaire, qui se superpose au mode d'étalement en masse.

L'expérience confirme les déductions tirées de ces considérations :

I. *Sur l'eau* (*ou le mercure*) :

a. Les huiles polaires non volatiles (acide oléique, huiles végétales ou animales) forment, à l'interface, une double couche électrique orientée. La répulsion électrostatique entre molécules explique le véritable soufflage qui en résulte et, par suite, leur étalement rapide.

b. Les huiles non polaires (huiles de paraffine) s'étalent également. Mais leur étalement est très lent et se produit à vitesses constantes; il semble bien dû à l'émission moléculaire d'une couche non orientée.

II. *Sur les métaux polis*, c'est-à-dire recouverts d'une couche amorphe (couche de Beilby) :

a. Les huiles polaires ne donnent pas de couches d'émission moléculaire, le champ d'attraction du métal étant trop élevé pour permettre le déplacement des molécules émises.

b. Les huiles non polaires s'étalent en masse d'abord, puis par émission moléculaire comme le montre la formation d'auréoles irisées (couleur d'interférences des lames minces) qui grandissent à vitesse constante. Cette vitesse est peu influencée par la nature du métal, mais dépend de la température (elle augmente avec elle) et de la viscosité de l'huile (elle diminue lorsque la viscosité croît).

Ces auréoles correspondent à des couches d'émission orientées où les molécules sont jointives, et même superposées. Autour de ces auréoles visibles, on peut mettre en évidence des couches, invisibles à l'œil, à molécules non jointives (couches gazeuses).

III. *Sur métaux décapés* (surface cristalline) :

Seul l'étalement en masse a été constaté. Le champ d'attraction est alors beaucoup plus élevé, et suffisant pour arrêter le mouvement d'émission moléculaire, même pour les huiles non polaires.

IV. *Les rayures et stries fines* favorisent l'étalement en masse [1], mais n'influent pas sur l'émission moléculaire.

V. *Sur verre* [2] :

a. Les huiles polaires ne donnent une couche d'émission que sur du verre dont la surface est recouverte d'une couche d'adsorption d'eau.

b. Les huiles non polaires s'étalent toujours en masse, car, comme sur l'eau, elle s'étale sur la couche d'émission non orientée primitivement formée.

VI. *Mélanges d'huiles polaires et non polaires :*

a. Sur l'eau, ils se comportent comme les huiles polaires si la teneur de ces dernières dépasse 1 pour 1000 par exemple (couche d'adsorption de Gibbs). Pour des teneurs plus faibles, la vitesse d'étalement diminue.

b. Sur métal, ils se comportent comme des huiles non polaires si la teneur en huiles polaires ne dépasse pas 3 pour 100. Pour des teneurs plus fortes, la vitesse d'étalement diminue rapidement, et à partir de 10 pour 100, il n'y a plus pratiquement d'émission moléculaire (formation autour de la goutte d'une barrière de molécules polaires fixées).

c. Les huiles de pétrole naturelles (huile de graissage minérales) contiennent des corps polaires et non polaires et se comportent en général comme des mélanges à faible teneur en huiles polaires.

Résumé. — L'étalement d'un liquide sur un support liquide ou solide se fait suivant deux processus : en masse, conformément aux lois de la capillarité, et par émission moléculaire à partir du sommet des angles de contact.

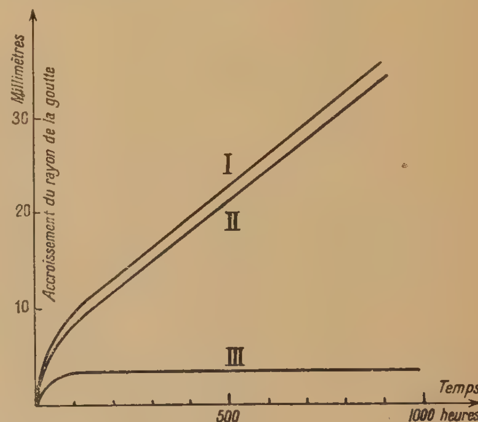


Fig. 1. — Étalement d'une huile de paraffine.
I, sur l'eau; II, sur acier inoxydable poli;
III, sur acier inoxydable décapé.

Cette émission conditionne l'étalement global et dépend essentiellement de la polarité du liquide et de l'affinité du support. Elle n'a lieu que si cette dernière ne dépasse pas une certaine valeur. Dans le cas d'un support métallique, c'est l'état de la surface plus que la nature du métal qui détermine cette affinité, et, par suite, l'étalement.

2. — Sur un critère de l'aptitude à l'emboutissage;

par M. A. Molès.

L'emboutissage est la déformation qu'on fait subir à une tôle plane pour l'amener à l'état de surface gauche non développable. Pour ce faire, on comprime la tôle entre un poinçon présentant la forme intérieure de la surface à réaliser et une matrice présentant sa forme extérieure en creux qui pénètrent l'un dans l'autre avec un jeu égal à l'épaisseur de la tôle, après conformation. Cette opération peut être poursuivie avec une charge croissante jusqu'à une certaine profondeur de l'embouti pour laquelle apparaît une « crique » en un point de courbure maximum. On peut tracer, sur la machine de compression, le diagramme des efforts exercés en fonction de la flèche de l'embouti.

Au cours de l'emboutissage, les contraintes auxquelles est soumis le métal peuvent se ramener dans leur essence à des tractions et à des compressions dans un petit domaine élémentaire et à des phénomènes de fluage que l'on négligera dans les considérations qui vont suivre, quitte à corriger

[1] Ceci n'est pas en contradiction avec les résultats de Trillat et Fritz qui ont étudié l'étalement de l'acide stéarique fondu sur du fer poli et rayé, dans des conditions différentes.

[2] Ce qui suit est conforme aux résultats de Mérigoux qui a étudié le cheminement moléculaire autour de gouttes d'acide oléique et d'huile de paraffine sur le verre.

les résultats obtenus. On peut en conclure que le diagramme d'emboutissage est le résultat de l'addition de diagrammes voisins de celui de traction dans un domaine élémentaire. Cette composition des diagrammes élémentaires est, en raison de sa complexité, totalement inconnaissable par le calcul. On peut cependant vérifier une relation simple entre la charge P du poinçon au moment de la crique qui apparaît toujours au même endroit dans une tôle homogène et la charge R de rupture par traction du métal :

$$R = \frac{P}{\pi e(D+e-d)},$$

où D est le diamètre interne de la matrice à son minimum, d le diamètre extérieur du poinçon correspondant et e l'épaisseur de la tôle; relation facile à démontrer en considérant la couronne circulaire comprise entre poinçon et matrice comme supportant la totalité des efforts d'emboutissage. Cette formule donne toujours des charges d'emboutissage P supérieures à la valeur réelle parce que, précisément, elle ne tient pas compte des efforts complexes de torsion qui s'exercent au sommet de l'embouti, particulièrement à l'endroit où la courbure augmente brusquement et qui font travailler le métal beaucoup plus que ne le ferait une traction pure.

Les qualités à l'emboutissage d'un métal peuvent se diviser en deux catégories : les qualités intrinsèques dépendant directement de la nature de la tôle considérée et qui sont les plus importantes, et les qualités extrinsèques telles que l'état des surfaces que nous laisserons ici de côté.

Dans la plupart des pays, on caractérise actuellement l'aptitude intrinsèque à l'emboutissage d'une tôle donnée par la flèche et la charge maxima qu'elle est susceptible de supporter au moment de la rupture du fond de l'embouti R_e c'est-à-dire par un maximum de la courbe d'emboutissage et la flèche correspondante F_e. Des remarques précédentes il résulte que la courbe d'emboutissage doit avoir même allure approximative dans des formes d'embouti comparables et qu'elle sera suffisamment bien représentée par le rectangle ayant ces deux grandeurs comme côtés. On en peut déduire que l'aire de ce rectangle sera une représentation satisfaisante de l'aptitude du métal à la déformation qui est fonction du travail de celui-ci.

L'opération de l'emboutissage est limitée par l'apparition de crique au fond de l'embouti, c'est-à-direpar l'écrouissage du métal en ce point. L'aptitude à l'emboutissage de la tôle considérée sera donc finalement déterminée par sa capacité d'écrouissage qui est, elle-même, fonction du travail de déformation subi par celui-ci. Or, ce travail qui, dans un domaine élémentaire est représenté par l'aire de la courbe de traction relative à ce domaine, soit

$$T = \int F\,dl,$$

est représenté ici approximativement par l'aire de la courbe d'emboutissage que nous avons vu mesurée assez bien par le produit Fe.Re aire du rectangle construit sur le maximum de cette courbe. Il en résulte que ce produit se présente comme un critère satisfaisant de l'aptitude à l'emboutissage.

On utilise fréquemment l'essai Erichsen, modification normalisée des expériences de Persoz qui consiste à enfoncer dans le flan à essayer maintenu par un serre-tôle, une bille de 10 mm. On voit que le flan est d'abord soumis à un effort de flexion circulaire (plaque chargée en son centre), puis à un effort de pliage au point de raccordement de la partie conique et de la partie sphérique où les efforts sont les plus grands et où apparaît la crique. On voit, qu'*a priori*, il n'y a pas grand rapport entre le travail du métal à l'emboutissage et dans l'essai Erichsen. Cet essai étant cependant très courant, il était intéressant de vérifier si le critérium défini précédemment était susceptible de lui être appliqué.

Aussi a-t-on justifié les considérations théoriques précédentes en vérifiant le parallélisme entre les valeurs de l'aire de la courbe de traction globale d'une éprouvette et du produit Fe.Re relevé dans l'essai d'emboutissage Erichsen. Nous avons alors comparé ces résultats avec le classement empirique des métaux aptes à l'emboutissage tel qu'il est donné par l'expérience industrielle.

Tableau I.

Métal.......	Laiton 65/35.		Acier doux 0,2 C.		Aluminium 3 Mg.		Aluminium.		Aluminium 2 Mn.	
e mm.......	0,4.	0,3.	0,4.	0,3.	0,4.	0,3.	0,4.	0,3.	0,4.	0,3.
Fe.Re.......	2880	2180	2490	1990	720	510	550	320	405	270
R.A %.....	680		600		220		142		84	

On a obtenu le tableau ci-contre dans lequel les différents types d'alliages sont classés par ordre d'aptitude empirique décroissante à l'emboutissage et dans lequel nous donnons les produits Fe.Re et R.A % relevé sur une éprouvette normale taillée d ns la tôle étudiée. On voit qu'il y a, non seulement accord qualitatif entre le classement empirique et les chiffres obtenus, mais encore proportionnalité approximative entre R.A % et Fe.Re pour des épaisseurs comparables.

On remarquera enfin que le travail défini par l'aire de la courbe de rupture n'est autre, au moins théoriquement, que la « résilience » du métal. Il est donc à prévoir que les métaux de grande résilience seront satisfaisants pour l'emboutissage. Il faut cependant remarquer que ce critère n'est que très grossier, la résilience mesurée d'ordinaire étant la résilience à la flexion sur barreau entaillé qui n'a qu'un rapport lointain avec la résilience par traction ici considérée.

Conclusion. — Des considérations qui précèdent, il résulte que :

1° Les résultats donnés par l'essai Erichsen tel qu'il est pratiqué d'ordinaire : flèche à la rupture et charge correspondante n'ont aucun sens par eux-mêmes. Ils n'ont de valeur que l'un par rapport à l'autre.

2° Le produit Fe.Re est un critère satisfaisant de l'aptitude des métaux à l'emboutissage : plus ce produit est grand, meilleur sera le métal pour cet emploi.

3° On pourra estimer, *a priori*, les qualités à l'emboutissage d'un métal à partir de la valeur de sa résilience, mais ce n'est là qu'une première indication.

RÉUNION DU 15 DÉCEMBRE 1945.

La séance, présidée par M. G. Reboul, a lieu à Montpellier

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Remarques sur la décharge des isolants chargés par frottement*, par M. Frantz Perrier.

2. *Étude à l'oscillographe cathodique des courbes d'établissement d'un courant à travers une électrode à goutte de mercure*, par M. François Bon.

1. — Remarques sur la décharge des isolants chargés par frottement;

par M. Frantz Perrier.

1. Les expériences décrites ont été faites avec des isolants d'excellente qualité, principalement avec du soufre et de l'ambre comprimé.

Ces isolants ont les caractéristiques suivantes :

a. ils sont moins conducteurs que l'air ordinaire (on ne peut donner de résistivité car ils ne suivent pas la loi d'Ohm);

b. ils ne se déchargent pas au contact d'un métal, *au contraire*, le moyen le plus sûr de leur conserver leur charge est de les employer dans des feuilles métalliques;

c. ils se déchargent par l'air, très lentement dans les conditions normales, très rapidement à faible pression (quelques millimètres de mercure).

2. Il faut distinguer soigneusement les expériences décrites ci-dessous d'expériences beaucoup plus anciennes de polarisations alternées. L'auteur rappelle brièvement celles-ci qui consistent à imposer au diélectrique d'un condensateur une différence de potentiel pendant un certain temps, puis une autre plus faible et de sens opposé, enfin à étudier la décharge du condensateur. Ces expériences sont complètement interprétées par le principe de superposition. L'auteur rappelle la forme graphique que J. Curie a donnée à ce principe; c'est sous cette forme qu'on l'utilisera dans cet exposé.

Pour simplifier le langage on appellera « courant » les indications données par un appareil de mesure (par exemple un électromètre) inséré dans le circuit, sans préciser par ce terme s'il y a transport réel de charges, phénomènes d'influence ou combinaison des deux causes.

3. Dans une première série de mesures, l'isolant est placé entre deux plateaux parallèles, surmonté d'une épaisseur d'air égale à la sienne. Les deux plateaux sont primitivement au sol, le plateau inférieur y est maintenu pendant toute la mesure, le potentiel du plateau supérieur relié au quadrant d'un électromètre ne diffère de celui du sol que de quelques dixièmes de volt au maximum. L'isolant, primitivement neutre, est chargé par frottement avec de la soie sur une seule de ses faces, toujours la même. Des précautions sont prises pour qu'il n'y ait pas inversion du champ dans lequel la lame est placée entre sa charge hors de l'appareil et son introduction dans l'appareil. Ces mesures ne se rattachent donc pas aux phénomènes décrits ci-dessus et dus à la polarisation alternée. Il y a, néanmoins, deux inversions de courant : l'une quelques minutes après la charge, l'autre au bout d'une heure environ. L'auteur montre que ces inversions, que le principe de superposition n'explique pas, qui ne sont pas dues non plus à un échauffement du diélectrique pendant sa charge, paraissent dues à la conductibilité de l'air qui surmonte le diélectrique. Si l'on admet cette explication, il faut attribuer à l'air une conductibilité 200 fois plus grande que celle de l'air normal, d'où l'hypothèse de M. G. Reboul d'une ionisation de l'air par isolant chargé.

4. Si l'on fait, avec le dispositif précédent (isolant chargé surmonté d'air), des expériences analogues aux expériences de polarisations alternées, les résultats ne sont pas non plus expliqués par le principe de superposition, tandis que l'hypothèse de M. G. Reboul en donne une explication fort simple.

5. En terminant, l'auteur signale que l'ionisation de l'air, par un rayonnement émis par un isolant chargé, n'est encore qu'une hypothèse. Si ce rayonnement existe, les mesures d'absorption par l'air et divers écrans organiques permettent de le situer vers 20 Å. Pour le déceler par voie optique, il faudra l'étudier dans le vide, un spectrographe à réseau tangent a été installé au laboratoire à cet effet.

2. — Étude à l'oscillographe cathodique des courbes d'établissement d'un courant à travers une électrode à goutte de mercure;

par M. François Bon.

1. Le circuit comprend, en série : un accumulateur (4 V), une forte résistance variable R; l'électrode à goutte polarisée négativement; l'oscillographe est en dérivation aux bornes de R et fonctionne en ampèremètre. Sur le cadran de l'oscillographe s'inscrit la courbe de variation du courant pendant le temps que met une goutte à se former.

2. L'auteur étudie l'action sur la forme de cette courbe : de la nature de l'électrolyte au sein duquel la goutte se forme, de sa concentration, de sa résistance R, de la fréquence de chute des gouttes et de la pression d'écoulement (ces deux dernières quantités sont liées, mais on peut montrer, qu'à fréquence égale sous des pressions différentes, par exemple avec des capillaires différents, les courbes peuvent être différentes).

Les courbes obtenues sont pratiquement indépendantes de la nature de l'électrolyte (ont été étudiés SO_4H_2, ClH, NO_3H, SO_4Na_2, ClNa, ClK, NO_3Na, etc.).

Les autres facteurs ont une plus grande influence, mais on peut reconnaître, sur les diverses couches, une suite « d'accidents » analogues.

3. Ces accidents sont :

a. Un accident initial (*a*), qui suit immédiatement la chute verticale initiale de l'intensité (due à l'énorme accroissement de la résistance de l'électrode quand la goutte se détache). Cet accident (*a*) en forme de W, en général, est dû à un phénomène d'inertie. La surface croît d'abord sous la poussée du mercure, se résorbe ensuite sous l'action capillaire, puis croît continuellement;

b. Un point anguleux (*b*), sur la partie croissante initiale de la courbe. Le taux d'accroissement du courant avec le temps diminue en (*b*) parce que, le courant croissant, la chute ohmique dans R croît, la tension de polarisation P aux bornes de l'électrode à goutte passe des valeurs fortes (pour lesquelles l'électrolyse est possible) à des valeurs faibles (pour lesquelles l'électrolyse n'est plus possible $P < 1,5$ V);

c. Un semi-palier (*cd*) à pente faible raccordée à la partie croissante initiale par une ou plusieurs dents (*C*) difficiles à expliquer.

Le long de (*cd*) le courant cesse de croître malgré l'accroissement continuel de la surface de la goutte parce que les particules chargées conduisant le courant sont partiellement adsorbées à la surface de contact et il se produit un équilibre entre le taux d'accroissement du courant et le taux d'adsorption superficielle.

La longueur de (*cd*) est fortement influencée par l'accroissement de R et l'accroissement de la pression d'écoulement qui diminuent cette longueur.

d. Enfin, un palier terminal (*ef*) durant environ les 9/10e du temps total de formation de la goutte, raccordé par une courbe en S plus ou moins étirée au palier précédent.

Le long de (*ef*) la goutte a sensiblement sa surface maxima, son rayon étant assez grand, une même masse de mercure écoulée, donc un même temps, équivaut à un accroissement plus faible de la surface.

4. Cette étude sera complétée par une étude en polarisation positive et par une étude en l'absence d'oxygène dissous.

Enfin, l'auteur cherchera à expliquer les anomalies extraordinaires qui apparaissent quand la pression d'écoulement devient assez forte, de l'ordre de 30 cm.

RÉUNION DU 15 DÉCEMBRE 1945.

La séance est présidée par M. Pierre SÈVE, à Marseille.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Sur la loi de diffusion dans les liquides*, par M. ÉDOUARD CALVET.

2. *Influence de la granulométrie sur la perméabilité d'une couche pulvérulente*, par M. L. HUGUES.

1. — Sur la loi de la diffusion dans les liquides;

par M. ÉDOUARD CALVET.

Nous avons continué l'étude de la diffusion dans les liquides au moyen de la méthode interférométrique que nous avons déjà exposée [1]. Nous avions recherché, avec R. Chevalerias [2] la répartition des valeurs du coefficient de diffusion de Fick :

$$K = \frac{\frac{dc}{dt}}{\frac{d^2c}{dx^2}}$$

dans les clichés représentant l'enregistrement expérimental du faisceau des courbes dans le plan des x et des t pour lesquelles c = constante. Cette étude avait été faite avec le phénol, l'urée et le saccharose diffusant dans l'eau pure. Un travail analogue avec l'hydroquinone, l'éther, diffusant dans l'eau pure, ainsi qu'avec le saccharose diffusant dans l'eau salée, est venu s'ajouter à nos précédentes mesures des coefficients de diffusion. Ces études nous permettent de tirer les conclusions suivantes :

1° le coefficient de diffusion de Fick varie beaucoup au voisinage du plafond et du fond de la cuve à diffusion. C'est pourquoi nous limitons actuellement nos recherches aux portions de la cuve éloignées du fond et du plafond, avant que l'onde de diffusion ait atteint ces régions, nous réservant de mieux préciser, plus tard, les variations dues aux parois réfléchissantes de « l'onde de diffusion ».

2° Nous avions eu, primitivement, pour but de rechercher comment K varie avec la concentration pour en déduire, par extrapolation, la valeur K_0 à concentration nulle. Mais l'examen de la répartition des valeurs de K dans les clichés obtenus montre nettement que *K varie avec le gradient de concentration*. Il faut donc rechercher une grandeur caractéristique K_0 du phénomène de diffusion, indépendante du gradient de c, avant d'étudier la variation avec la concentration. C'est ce que nous avons essayé de réaliser.

3° Les valeurs de $\frac{dc}{dt}$, $\frac{d^2c}{dx^2}$ et K portées aux différents points du cliché permettent de tracer les courbes donnant une égale valeur de ces grandeurs. On remarque, qu'en suivant une droite t = constante, K augmente de part et d'autre de la ligne $\frac{dc}{dt} = 0$ jusqu'à un maximum puis diminue. Ces maxima dessinent une ligne qui est sensiblement confondue avec celle des maxima des courbes $\frac{dc}{dt}$ = constante et $\frac{d^2c}{dx^2}$ = constante.

4° Pour trouver la valeur limite de K à gradient nul, j'ai d'abord essayé d'extrapoler les courbes donnant K en fonction de $\frac{dc}{dx}$. J'y ai renoncé, car ces courbes sont formées de deux arcs dessinant un maximum très accusé et il est impossible d'extrapoler pour $\frac{dc}{dx} = 0$.

5° J'ai alors cherché à interpréter théoriquement les résultats expérimentaux obtenus et j'ai abouti à une expression de la diffusion qui permet très convenablement l'extrapolation à gradient nul. Pour cela, j'ai tenu compte des interactions moléculaires réduites aux forces de Van der Waals. Sans doute, les interactions moléculaires ne peuvent se réduire aux forces de Van der Waals que pour des molécules non polaires. Mais les variations de concentration mises en jeu au cours de nos expériences de diffusion restant faibles, on peut, en première approximation, considérer que les associations dues à l'existence des dipôles ne se modifient sensiblement pas au cours d'une expérience de diffusion.

Suivant l'idée de Van der Waals j'ai donc considéré le mélange soluté-solvant comme un individu auquel son équation est applicable.

D'après Van der Waals et Lorentz, les valeurs des constantes a_x et b_x de l'équation, pour un mélange de titre x, seraient

$$a_x = a_1(1-x)^2 + 2a_{12}x(1-x) + a_2x^2.$$
$$b_x = b_1(1-x)^2 + 2b_{12}x(1-x) + b_2x^2.$$

Ces coefficients seraient donc variables avec la concentration.

Les variations de la concentration mises en jeu au cours d'une expérience étant faibles, j'ai admis qu'ils gardent une valeur moyenne a et b, que l'on pourra, d'ailleurs, déduire de l'expérience elle-même.

J'ai alors repris la théorie de la diffusion de Nernst en tenant compte de la pression interne $\frac{a}{v^2}$ et du covolume b.

On aboutit à l'équation suivante qui donne la quantité de matière dq qui traverse la surface S pendant le temps dt :

$$dq = -k_0 S(1 - Ac)\frac{dc}{dx}dt,$$

en posant

$$b - \frac{a}{RT} = A.$$

On en déduit

$$\frac{dc}{dt} = k_0\left[(1 - Ac)\frac{d^2c}{dx^2} - A\left(\frac{dc}{dx}\right)^2\right].$$

Lorsque les valeurs de c sont très faibles, comme c'est le cas des diffusions dans l'eau pure que nous avons réalisées, l'équation se simplifie et devient

$$\frac{dc}{dt} = k_0\left[\frac{d^2c}{dx^2} - A\left(\frac{dc}{dx}\right)^2\right],$$

en posant

$$\varphi = \frac{\left(\frac{dc}{dx}\right)^2}{\frac{d^2c}{dx^2}}$$

on trouve

$$k = k_0(1 - \varphi).$$

Cette équation se vérifie bien; la courbe qui donne k en fonction de c est une droite qui donne, par extrapolation, la valeur k_0.

On a trouvé, à 19°, Saccharose diffusant dans l'eau :

$$k_0 = 0{,}465.10^{-5}, \qquad A = 3{,}7.10^3 \text{ C. G. S.};$$

à 15°,7, Hydroquinone :

$$k_0 = 0{,}83.10^{-5}, \qquad A = 0{,}22.10^{-3};$$

à 15°, Éther :

$$k_0 = 0{,}66.10^{-5}, \qquad A = 0{,}6{,}10^3.$$

Conclusion. — Le coefficient de diffusion de Fick dépendant de la concentration et du gradient de concentration, il était nécessaire de définir une grandeur k_0 caractéristique de la diffusion, indépendante de c et de $\frac{dc}{dx}$.

La méthode interférométrique que nous avons mise au point et la formule que nous proposons permettent, très correctement, de trouver, par extrapolation, la valeur d'un coefficient de diffusion à gradient nul. Il devient alors possible d'étudier la variation de ce coefficient avec la concentration et de trouver sa limite pour $c = 0$. Celle-ci peut, d'ailleurs, être obtenue directement par des diffusions dans le solvant pur de solutions de faibles concentrations.

(Un mémoire plus détaillé paraîtra dans le *Journal de Chimie Physique*.).

[1] E. Calvet, *C. R. Acad. Sc.*, 1945, **220**, p. 597 et séance de mai 1945.
[2] E. Calvet et R. Chevalerias, *J. Chim. Phys*, 1945 (à l'impression).

2. — Influence de la granulométrie sur la perméabilité d'une couche pulvérulente;

par M. L. Hugues.

Plusieurs tentatives ont été faites pour trouver comment varie la perméabilité d'un filtre pulvérulent lorsqu'on change la granulométrie de la substance filtrante. On a introduit divers diamètres statistiques arbitrairement définis; les résultats sont discordants. La notion d'équivalence des filtres conduit à une résolution rationnelle du problème.

On met, en particulier en évidence, l'analogie qui existe entre la perméabilité équivalente d'un filtre complexe et la conductibilité électrique équivalente d'un conducteur.

Un exposé détaillé paraîtra aux *Cahiers de Physique*.

Le Gérant : Maurice Blondin. 122507 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1945.